



# Détection directe de Matière Sombre non-baryonique avec l'hélium 3

Emmanuel Moulin

## ► To cite this version:

Emmanuel Moulin. Détection directe de Matière Sombre non-baryonique avec l'hélium 3. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT: . tel-00011418

**HAL Id: tel-00011418**

**<https://theses.hal.science/tel-00011418>**

Submitted on 18 Jan 2006

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**Université Joseph Fourier - Grenoble I**  
**ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE**

# **THESE**

présentée pour obtenir le titre de

**Docteur En Sciences de l'Université Joseph Fourier**

Spécialité : Physique des particules

par

**Emmanuel MOULIN**

## **Détection directe de Matière Sombre non-baryonique avec l'hélium 3**

Thèse soutenue le 28 septembre 2005 devant le jury d'examen composé de :

M. Gilles GERBIER,	<i>CEA-DAPNIA/SPP Saclay</i>	Examineur
M. Mickaël KLASSEN,	<i>LPSC Grenoble</i>	Président
Mme Sylvie ROSIER-LEES,	<i>LAPP Annecy</i>	Examineur
M. Daniel SANTOS,	<i>LPSC Grenoble</i>	Directeur de thèse
Mme Charling TAO,	<i>CPPM Marseille</i>	Rapporteur
M. Dominique YVON	<i>CEA-DAPNIA/SPP Saclay</i>	Rapporteur

Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, CNRS/IN2P3 - UJF



# Remerciements

Je remercie tout d'abord Joël Chauvin et Johann Collot, directeurs du laboratoire pour m'avoir accueilli au sein du LPSC pendant ces trois années et, sans qui, cette thèse n'aurait jamais pu voir le jour.

Je tiens à remercier chaleureusement les membres de mon jury : Gilles Gerbier, Sylvie Rosier-Lees et Michaël Klasen pour l'intérêt qu'ils ont porté à ma thèse, ainsi que Charling Tao et Dominique Yvon, pour avoir accepté d'en être les rapporteurs. Leur relecture attentive du manuscrit, leurs commentaires et suggestions ont permis d'en améliorer la qualité.

Je souhaite tout particulièrement remercier Daniel Santos pour ses qualités de directeur de thèse. Les discussions animées et fructueuses que nous avons eu au cours de ses trois années, m'ont toujours permis de développer et approfondir. Je le remercie pour sa disponibilité, la liberté et la confiance qu'il m'a accordées sur les différents sujets.

Merci à Fred et Juan pour les nombreuses interactions que nous avons eu sur divers sujets pendant ces trois ans. Cette collaboration étroite a été très agréable et enrichissante. Merci à l'équipe des relecteurs infatigables. Je voudrais aussi remercier le groupe des ultra-basse température du CRTBT avec qui j'ai eu la possibilité de collaborer pendant un an et demi sur MACHe3, Youri Bunkov, Henri Godfrin et Clemens Winkelmann. Merci à eux d'avoir construit le prototype multicellulaire et obtenu les données expérimentales rapidement. Merci à Olivier Guillaudin pour nos discussions sur les chambres à ionisation pour le projet MIMAC-He3.

Merci à toutes les personnes qui ont permis que ces années au LPSC soient agréables : Anne-marie, Cécile, Chantal, Claudine, et Christine dont j'ai sollicité le support informatique de nombreuses fois. Merci à Eric pour son aide précieuse lors du montage du château de plomb. Un grand merci à Benjamin, aux thésards du LPSC, Anne-Marie, Bruny, MoyenSeb, Matthieu pour l'atmosphère sympathique pendant ces trois ans. Merci à Alex et Yv.

Je souhaite remercier Yannick et Fred pour leurs nombreux conseils pédagogiques qui ont permis d'améliorer la qualité de mon enseignement. Travailler avec vous a été un réel plaisir.

Un grand merci à mes parents, à ma sœur et sa petite famille, pour m'avoir soutenu dans cette aventure.

Je ne peux évidemment finir sans remercier Céline dont le soutien a été sans faille.

Enfin, merci à tous ceux qui s'aventureront au-delà de cette page, et bonne lecture.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>12</b>
<b>I Matière sombre non-baryonique et Supersymétrie</b>	<b>13</b>
<b>1 La matière sombre non-baryonique</b>	<b>15</b>
1.1 Le modèle cosmologique standard . . . . .	15
1.2 Contenu énergétique de l’Univers . . . . .	20
1.2.1 La densité de baryon et la nucléosynthèse primordiale . . . . .	20
1.2.2 Les contraintes provenant du fond de rayonnement cosmologique . . . . .	21
1.2.3 Les courbes de lumière des Supernovæ de type Ia . . . . .	24
1.3 Echelles des grandes structures . . . . .	25
1.3.1 Les amas de galaxies . . . . .	25
1.3.2 La formation des grandes structures et le spectre de puissance de la matière . . . . .	26
1.4 Echelle galactique . . . . .	28
1.4.1 Les courbes de rotation des galaxies spirales . . . . .	28
1.4.2 La Voie Lactée : densité locale de matière sombre . . . . .	30
1.5 La matière sombre non-baryonique froide . . . . .	31
1.6 Zoologie des candidats à la matière sombre non-baryonique . . . . .	33
<b>2 La matière sombre supersymétrique</b>	<b>37</b>
2.1 Insuffisances du Modèle Standard de la physique des particules . . . . .	37
2.2 Quelques éléments de supersymétrie . . . . .	38
2.2.1 Notions de base . . . . .	38
2.2.2 Le Modèle Standard supersymétrique minimum, MSSM . . . . .	39
2.2.3 Le MSSM phénoménologique, pMSSM . . . . .	42
2.2.4 Le modèle mSUGRA . . . . .	42
2.2.5 Les modèles non-universaux et la non-unification des masses des jauginos à l’échelle GUT . . . . .	43
2.2.6 Le neutralino le plus léger $\tilde{\chi}$ . . . . .	43

2.3	Motivations en physique des particules . . . . .	44
2.3.1	Unification des constantes de couplage . . . . .	44
2.3.2	Solution au problème de hiérarchie . . . . .	44
2.3.3	Indices expérimentaux . . . . .	47
2.4	Le modèle phénoménologique effectif implémenté dans DarkSUSY . . . . .	47
2.4.1	Présentation . . . . .	47
2.4.2	Les contraintes indirectes . . . . .	48
2.4.3	Les contraintes directes . . . . .	49
<b>3</b>	<b>Détection de neutralinos <math>\tilde{\chi}</math> candidats à la matière sombre non-baryonique</b>	<b>53</b>
3.1	Gel des WIMPs et densité relique de neutralinos $\tilde{\chi}$ . . . . .	53
3.2	Section efficace d'interaction et taux de détection . . . . .	56
3.2.1	Section efficace axiale . . . . .	57
3.2.2	Section efficace scalaire . . . . .	59
3.2.3	Cinématique de la diffusion d'un WIMP sur un noyau cible . . . . .	60
3.2.4	Taux d'événements WIMPs . . . . .	62
3.3	Détection indirecte de matière sombre non-baryonique . . . . .	66
3.3.1	Les expériences gamma . . . . .	67
3.3.2	Les expériences positon et antiproton . . . . .	67
3.3.3	Les télescopes à neutrinos . . . . .	68
3.4	Détection directe de matière sombre non-baryonique . . . . .	69
3.4.1	La modulation annuelle et le signal DAMA . . . . .	69
3.4.2	Détection directionnelle . . . . .	70
3.4.3	Expériences discriminantes . . . . .	72
3.4.4	Les rapports d'ionisation prédits par la théorie de Lindhard . . . . .	72
3.5	Intérêt d'un détecteur à $^3\text{He}$ . . . . .	76
3.5.1	La recherche du signal WIMP . . . . .	76
3.5.2	La discrimination des bruits de fond physiques . . . . .	76
<b>II</b>	<b>Le détecteur MACHe3</b>	<b>83</b>
<b>4</b>	<b>Introduction au détecteur MACHe3</b>	<b>85</b>
4.1	Dispositif expérimental . . . . .	85
4.1.1	L'étage à désaimantation adiabatique nucléaire . . . . .	86
4.1.2	Principe de détection . . . . .	87
4.1.3	La cellule bolométrique . . . . .	87
4.2	Le prototype multicellulaire de MACHe3 . . . . .	88
4.2.1	La source d'électrons de conversion de $^{57}\text{Co}$ . . . . .	89

4.2.2	Coïncidence entre les cellules . . . . .	91
4.3	La matrice finale . . . . .	92
4.3.1	Géométrie . . . . .	92
4.3.2	Pouvoir de réjection du bruit de fond avec MACHe3 . . . . .	92
<b>5</b>	<b>Analyse des données du détecteur prototype MACHe3</b>	<b>97</b>
5.1	Principe de la méthode d'analyse des données . . . . .	97
5.1.1	Données brutes à 100 $\mu$ K . . . . .	97
5.1.2	Technique de débruitage des données brutes . . . . .	99
5.1.3	Extraction de la ligne de base . . . . .	99
5.1.4	Choix du pic de référence . . . . .	100
5.1.5	Ajustement itératif des données débruitées . . . . .	101
5.2	Simulation des données d'acquisition . . . . .	103
5.2.1	Contributions impliquées pour les cellules A et B . . . . .	103
5.2.2	Spectres d'entrée pour les cellules A et B . . . . .	104
5.3	Application de la procédure d'analyse aux données simulées . . . . .	107
5.3.1	Ajustement des données simulées pour les cellules A et B . . . . .	108
5.3.2	Efficacité de la méthode en fonction du rapport S/B . . . . .	109
5.3.3	Méthode d'estimation de l'activité de la source de $^{57}\text{Co}$ . . . . .	113
5.4	Application de la méthode aux données expérimentales . . . . .	113
5.4.1	Résultats sur la cellule A . . . . .	113
5.4.2	Résultats sur la cellule B . . . . .	115
5.4.3	Coïncidences entre les cellules A et B . . . . .	118
<b>6</b>	<b>Résultats expérimentaux de MACHe3</b>	<b>121</b>
6.1	Détection des neutrons . . . . .	122
6.2	Détection des muons cosmiques . . . . .	123
6.2.1	Expérience sur la première cellule prototype . . . . .	123
6.2.2	Détection avec le prototype multicellulaire . . . . .	126
6.3	Détection des électrons de basse énergie de la source de $^{57}\text{Co}$ . . . . .	128
6.3.1	Etalonnage de la cellule B . . . . .	128
6.3.2	Spectre en énergie dans la plage [0, 40] keV . . . . .	129
6.3.3	Estimation de l'activité de la source de $^{57}\text{Co}$ . . . . .	132
6.4	Coïncidences entre les cellules . . . . .	134
6.4.1	Taux de coïncidences entre les cellules A et B . . . . .	134
6.4.2	Réjection des événements par corrélation temporelle entre les cellules . . . . .	135
6.5	Conclusions sur le projet MACHe3 . . . . .	136
6.5.1	Résultats décisifs sur le prototype multicellulaire . . . . .	136



6.5.2	Insuffisances de MACHe3 . . . . .	137
<b>III</b>	<b>Le projet MIMAC-He3</b>	<b>139</b>
<b>7</b>	<b>Introduction au projet MIMAC-He3</b>	<b>141</b>
7.1	La chambre à ionisation à $^3\text{He}$ , module élémentaire de MIMAC-He3 . . . . .	142
7.1.1	Dispositif expérimental . . . . .	142
7.1.2	Le mélange gazeux . . . . .	142
7.1.3	La zone de dérive . . . . .	143
7.1.4	La zone d'avalanche . . . . .	143
7.1.5	Le principe de Micromegas . . . . .	144
7.1.6	Le programme Garfield . . . . .	144
7.1.7	L'anode pixellisée . . . . .	146
7.2	Atouts d'une "micro-tpc" pour la recherche de matière sombre non-baryonique . . . . .	147
7.3	Double détection : énergie d'ionisation et projection de traces . . . . .	148
7.3.1	Parcours des particules secondaires . . . . .	149
7.3.2	Projection bidimensionnelle des traces des événements de recul dans le plan de l'anode . . . . .	150
7.3.3	Rejection par temps de collection de charges . . . . .	151
7.3.4	Discrimination des reculs électroniques par le rapport a/b associé au temps de collection de charges . . . . .	153
7.3.5	Efficacité des coupures en a/b et temps de collection de charge . . . . .	153
7.3.6	Discrimination des événements avec la double détection énergie d'ionisation et trace . . . . .	156
<b>8</b>	<b>Simulation du pouvoir de réjection du bruit de fond de MIMAC-He3</b>	<b>159</b>
8.1	Utilisation de l'environnement Geant4 dans le cadre du projet MIMAC-He3 . . . . .	159
8.1.1	Présentation . . . . .	159
8.1.2	Architecture minimale de simulation . . . . .	160
8.2	Simulation de la réponse de MIMAC-He3 aux bruits de fond physiques . . . . .	160
8.2.1	Dispositif de simulation . . . . .	160
8.2.2	Définitions des coupures et facteurs de réjection . . . . .	162
8.2.3	Réjection des neutrons . . . . .	163
8.2.4	Réjection des rayons $\gamma$ . . . . .	165
8.3	Estimation des taux de faux événements induits par les différents bruits de fond . . . . .	166
8.3.1	Taux induit par les muons cosmiques . . . . .	166
8.3.2	Taux induit par les neutrons . . . . .	168
8.3.3	Taux induit par les rayons $\gamma$ . . . . .	168

<b>9</b>	<b>Simulation du flux de neutrons induit par les muons cosmiques de hautes énergies</b>	<b>173</b>
9.1	Motivations . . . . .	174
9.2	Interaction des muons de hautes énergies . . . . .	175
9.2.1	Processus physiques mis en jeu . . . . .	175
9.2.2	Dispositif de simulation Geant4 dédié . . . . .	177
9.3	Flux de neutrons induits par les muons . . . . .	178
9.3.1	Multiplicité et distributions en énergie des neutrons . . . . .	178
9.3.2	Dépendance du taux de production de neutrons avec la masse atomique du matériau	180
9.3.3	Contribution relative des processus physiques mis en jeu . . . . .	182
9.3.4	Spectres en énergie des neutrons induits pour différents matériaux . . . . .	182
9.4	Bruit de fond engendré par les neutrons induits par les muons énergétiques pour MIMAC-He3 . . . . .	183
9.4.1	Flux de neutrons induits dans les blindages de plomb et de paraffine . . . . .	183
9.4.2	Flux de neutrons induits dans la roche . . . . .	185
9.4.3	Taux de faux événements dans MIMAC-He3 dû aux neutrons induits . . . . .	186
<b>IV</b>	<b>Phénoménologie de la détection de neutralinos <math>\tilde{\chi}</math> avec l'<math>^3\text{He}</math></b>	<b>189</b>
<b>10</b>	<b>Détection de matière sombre supersymétrique avec MIMAC-He3</b>	<b>191</b>
10.1	Définition du cadre phénoménologique . . . . .	192
10.1.1	Le code DarkSUSY . . . . .	192
10.1.2	Le modèle supersymétrique effectif . . . . .	192
10.1.3	Balayage de l'espace SUSY . . . . .	193
10.1.4	Les contraintes expérimentales utilisées . . . . .	193
10.2	Détection directe de neutralinos $\tilde{\chi}$ avec l' $^3\text{He}$ . . . . .	194
10.2.1	Section efficace axiale $\tilde{\chi}$ - $^3\text{He}$ et taux d'événement $\tilde{\chi}$ dans MIMAC-He3 . . . . .	194
10.2.2	Complémentarité de MIMAC-He3 avec la détection directe scalaire . . . . .	197
10.2.3	Complémentarité de MIMAC-He3 avec la détection indirecte . . . . .	197
10.3	Complémentarités entre les expériences sensibles à l'interaction axiale . . . . .	200
10.3.1	Introduction au cadre d'étude indépendant d'un modèle de WIMPs . . . . .	200
10.3.2	Dans le plan $(a_p, a_n)$ . . . . .	200
10.3.3	Dans le plan $(\sigma_p, \sigma_n)$ . . . . .	202
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>206</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>210</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>219</b>

Liste des tableaux
--------------------

222
-----

## Résumé

Les résultats des expériences en astrophysique et de cosmologie observationnelle semblent indiquer que l'essentiel de la matière dans l'Univers est sous forme sombre, froide et non-baryonique. Les extensions supersymétriques du Modèle Standard de la physique des particules proposent un candidat privilégié, le neutralino le plus léger, qui est activement recherché auprès des accélérateurs mais aussi auprès d'expériences dédiées. Cette thèse est consacrée à la détection directe de matière sombre non-baryonique avec l'hélium 3 dans le cadre du détecteur prototype MACHe3 et du projet de détecteur MIMAC-He3. Dans le cadre de MACHe3 utilisant l'hélium 3 superfluide à ultra-basses températures, une méthode d'analyse des données a été développée pour mettre en évidence les spectres en énergie des neutrons, muons cosmiques et d'électrons de basse énergie. Après avoir montré la possibilité de détecter des événements dans la plage du keV avec l'hélium 3, cette thèse propose le développement d'un nouveau détecteur, MIMAC-He3. Il consiste en une matrice de micro-TPC remplies d' $^3\text{He}$  gazeux permettant la discrimination entre les reculs nucléaires et électroniques. Une simulation Monte Carlo a été réalisée pour évaluer le pouvoir de discrimination de MIMAC-He3 concernant les bruits de fond physiques. Les taux de bruits de fond simulés sont comparés au taux de neutralino calculé dans le cadre de modèles supersymétriques effectifs pour mettre évidence l'intérêt d'un détecteur à  $^3\text{He}$  pour la détection de neutralinos par interaction axiale et sa complémentarité avec les détections indirecte et directe scalaire.

**Mots clés :** Matière Sombre, Supersymétrie, WIMPs, Neutralino, Hélium 3, Bolomètre, Détecteur gazeux à ionisation, TPC.

## Abstract

Results from astrophysics and observational cosmology suggest that the matter content in the Universe is dominated by cold dark matter. Supersymmetric extensions of the Standard Model of particle physics provide a well-motivated candidate for this, the lightest neutralino, which is actively searched using colliders but also with dedicated experiments. This thesis is devoted to the direct detection of non-baryonic dark matter with helium 3 both for the MACHe3 prototype detector and for the MIMAC-He3 detector project. Related to the MACHe3 detector, which uses superfluid helium 3 at ultra-low temperatures, a data analysis method has been developed to recover the energy spectra of neutrons, cosmic muons and low energy electrons. The possibility to detect events in the keV energy range in helium 3 has been demonstrated. This thesis also includes the development of a new detector as an evolution of MACHe3. It consists of a matrix of micro-TPC filled with gaseous helium 3. It permits the discrimination between nuclear and electronic recoils. A Monte Carlo simulation has been performed to estimate the rejection power of MIMAC-He3 concerning physical backgrounds. Background event rates are compared to the neutralino predicted rate calculated in the framework of effective phenomenological supersymmetric models. The interest of a helium 3 based detector for axial direct detection of neutralinos has been proved. The complementarity of MIMAC-He3 with indirect and scalar direct detection has been demonstrated.

**Keywords :** Dark Matter, Supersymmetry, WIMPs, Neutralino, Helium 3, Bolometer, Gaseous ionisation detector, TPC.



# Introduction

Les résultats récents des expériences de cosmologie observationnelle convergent vers un scénario dans lequel l'essentiel de la matière dans l'Univers est sous forme sombre, froide et non-baryonique. Cette matière est composée de particules non encore découvertes dont les WIMPS (*Weakly Interacting Massive Particles*) sont des candidats privilégiés. Les extensions supersymétriques (SUSY) du Modèle Standard de la physique des particules proposent un candidat dont les caractéristiques satisfont aux exigences imposées par les observations astrophysiques et cosmologiques. La particule supersymétrique la plus légère qui se trouve être le neutralino le plus léger dans de nombreux scénarii, est activement aussi recherchée auprès des accélérateurs. Cette thèse est consacrée à la détection directe de matière sombre non-baryonique utilisant l' $^3\text{He}$  comme milieu sensible dans le cadre du détecteur prototype MACHe3 et du projet de détecteur MIMAC-He3.

**La première partie** de cette thèse consiste en une introduction à la matière sombre non-baryonique et à sa détection directe. Le chapitre 1 présente les arguments en faveur de l'existence de matière sombre non-baryonique à partir des résultats récents des expériences en astrophysique et de cosmologie observationnelle. Une extension du Modèle Standard de la physique des particules est abordée dans le chapitre 2 pour présenter le candidat qu'elle propose pour la matière sombre non-baryonique. Le chapitre 3 traite de la problématique de la détection des neutralinos  $\tilde{\chi}$ . L'intérêt de l' $^3\text{He}$  dans le cadre de la détection directe est présenté en terme de recherche du signal WIMP et de discrimination du bruit de fond.

**La deuxième partie** présente les résultats obtenus sur le prototype du détecteur MACHe3. Après une introduction à ce détecteur utilisant l' $^3\text{He}$  superfluide à ultra-basse température ( $\sim 100 \mu\text{K}$ ) dans le chapitre 4, la méthode d'analyse des données expérimentales sur le détecteur multicellulaire prototype de MACHe3 sera détaillée dans le chapitre 5. Les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de cette méthode dédiée, sur les spectres en énergie obtenus pour différents types de bruit de fond seront décrits et plus particulièrement ceux concernant la détection d'événements dans la plage en énergie du keV et la corrélation temporelle entre les cellules.

**La troisième partie** est consacrée au projet MIMAC-He3 qui a été proposé comme une évolution à MACHe3 suite aux résultats obtenus avec le détecteur multicellulaire. Le chapitre 7 présente une

introduction à ce projet de MATrice de Micro-TPC (*TPC, Time Projection Chamber*) utilisant l' $^3\text{He}$  gazeux comme milieu sensible permettant la double détection : énergie d'ionisation et trace. Le pouvoir de discrimination de MIMAC-He3 concernant les bruits de fond physiques (muons cosmiques, rayons  $\gamma$  et neutrons) est estimé par simulation dans le chapitre 8. Le chapitre 9 est dédié à une étude sur l'estimation du flux de neutrons induits par l'interaction des muons de hautes énergies. En laboratoire souterrain, les muons, d'énergie typique  $\sim 270$  GeV, produisent des flux de neutrons par interaction dans les matériaux constituant les blindages des détecteurs et dans la roche. Ils engendrent des taux de bruits de fond qu'il est crucial d'estimer pour les expériences de détection directe qui veulent atteindre des sensibilités toujours plus grandes pour être capables de tester les modèles SUSY.

**La dernière partie** de cette thèse présente une étude phénoménologique sur les potentialités de MIMAC-He3 pour la détection directe de neutralinos  $\tilde{\chi}$  dans le cadre de modèles supersymétriques minimaux effectifs dans lesquels la contrainte d'unification des masses des gauginos de U(1) et SU(2) a été relâchée. Un large balayage de l'espace des paramètres SUSY a été réalisé pour mettre en évidence les modèles *accessibles* par un détecteur à  $^3\text{He}$ , sensible à l'interaction axiale (dépendante du spin) et aux neutralinos légers. La complémentarité de MIMAC-He3 avec la détection directe scalaire et indirecte avec les télescopes à neutrinos est étudiée. Une étude a été menée dans le cadre d'une méthode indépendante d'un modèle de WIMPs donné pour comparer les diverses expériences sensibles à l'interaction dépendante du spin. Le fort contenu en spin porté par le neutron de l' $^3\text{He}$  permet à un détecteur comme MIMAC-He3 de contraindre efficacement l'interaction axiale sur le neutron et met en relief un autre type de complémentarité de MIMAC-He3 avec les détecteurs sensibles à l'interaction axiale sur le proton.

## **Première partie**

# **Matière sombre non-baryonique et Supersymétrie**





# Chapitre 1

## Evidence expérimentale de la présence de matière sombre non-baryonique dans l'Univers

### Sommaire

---

Les expériences de cosmologie observationnelle semblent aujourd'hui converger vers un scénario où l'essentiel de la matière dans l'Univers est sous forme sombre, froide et non-baryonique. A l'échelle locale, l'observation des courbes de rotation des galaxies spirales suggère l'existence d'un halo de matière sombre entourant le disque galactique<sup>1</sup>. Après avoir défini les notions de base concernant le modèle cosmologique standard et avoir rappelé brièvement l'évolution thermique de l'Univers, les arguments en faveur de l'existence de matière sombre non-baryonique seront présentés. Les principaux candidats proposés pour la matière sombre non-baryonique seront ensuite exposés.

### 1.1 Le modèle cosmologique standard

Les résultats des expériences de cosmologie observationnelle convergent vers un scénario de Big Bang avec inflation qui décrit l'Univers comme un système évoluant à partir d'une singularité primordiale existant il y a environ  $1.4 \times 10^{10}$  ans. Ce modèle est basé sur la découverte de la loi de Hubble [3] au siècle dernier et les observations provenant des expériences sur le fond diffus de rayonnement cos-

---

<sup>1</sup>Il existe des théories alternatives à la dynamique newtonienne, MOND (*MOdified Newtonian Dynamics*), qui permettent de reproduire les courbes de rotation des galaxies observées [1]. Il s'agit d'une modification de la loi de la gravité de Newton dans laquelle l'accélération varie comme  $a \propto r^{-1}$  à l'échelle galactique. Même si les conséquences cosmologiques des théories modifiées de la gravitation restent encore incertaines, celles-ci restent une alternative possible à la matière sombre. Une description de leur formalisme peut être trouvée dans [2].

mologique à 3 K (*CMB, Cosmic Microwave Background*) [4], la nucléosynthèse primordiale (*BBN, Big Bang Nucleosynthesis*) [5] et les grandes structures présentes aujourd'hui dans l'Univers [6]. La densité en énergie moyenne totale de l'Univers, notée  $\rho_{tot}$  ci-après, est *a priori* la somme de trois termes :

$$\rho_{tot} = \rho_M + \rho_{ray} + \rho_\Lambda, \quad (1.1)$$

avec :

- $\rho_M$ , la densité de matière. Celle-ci inclut la contribution de la matière baryonique (ordinaire),  $\rho_B$ , qui peut être obtenue à l'aide de la nucléosynthèse primordiale (cf. 1.2.1), et celle de la matière non-baryonique, qui peut être estimée par comparaison entre ces deux quantités, comme nous le verrons par la suite.
- $\rho_{ray}$ , la densité de rayonnement. Elle est obtenue à l'aide des mesures effectuées sur le fond diffus de rayonnement cosmologique (cf. 1.2.2).
- $\rho_\Lambda$ , la densité de constante cosmologique est donnée par  $\rho_\Lambda = \Lambda/8\pi G_N$ , où  $G_N$  la constante de gravitation. La constante cosmologique  $\Lambda$  initialement introduite par A. Einstein pour obtenir une solution statique aux équations de la relativité générale, a un intérêt nouveau avec les mesures récentes effectuées sur les supernovæ, qui semblent indiquer que l'Univers est en expansion accélérée (cf. 1.2.3).

L'équation de Friedmann qui décrit l'évolution de l'Univers, est obtenue à partir des propriétés d'homogénéité et d'isotropie de l'Univers et des équations de la relativité générale. Une dérivation de cette équation est obtenue dans [7] et conduit à :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G_N}{3} \rho_{tot} \quad (1.2)$$

où  $a(t)$  est le facteur d'échelle et  $k$  la constante caractérisant la courbure spatiale, qui peut prendre les valeurs  $k=-1,0,+1$ . Il est alors courant d'introduire le paramètre de Hubble  $H$  défini par :

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad (1.3)$$

Sa valeur actuelle,  $H_0$ , appelée aussi *constante* de Hubble, est exprimée en unités de  $100 h_0$ , où  $h_0$  est le paramètre de Hubble réduit exprimé en  $\text{km/s/Mpc}^2$ . Les mesures récentes donnent  $h_0 = 0.71^{+0.04}_{-0.03}$  [6]. Avec l'équation (1.2), l'Univers est plat ( $k=0$ ), lorsque la densité totale d'énergie est égale à la densité critique  $\rho_c$ , dont l'expression est :

$$\rho_c \equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G_N} = 1.88 \times 10^{-29} h^2 \text{ g cm}^{-3}, \quad (1.4)$$

$$= 1.05 \times 10^{-5} h^2 \text{ GeV cm}^{-3} \quad (1.5)$$

Dans la suite, les densités  $\rho_i$  des différentes contributions à la densité totale  $\rho_{tot}$  comme celles de la matière, du rayonnement et de la constante cosmologique, seront exprimées en unité de  $\rho_c$  à l'aide du

---

<sup>2</sup>La valeur de 1 Mpc est  $\approx 3 \times 10^6$  années lumière soit  $\approx 3 \times 10^{24}$  cm.

paramètre de densité  $\Omega_i$  défini par :

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c} \quad (1.6)$$

Il est usuel de définir le paramètre de densité totale  $\Omega_{tot}$  par

$$\Omega_{tot} = \sum_i \Omega_i, \quad (1.7)$$

à l'aide duquel l'équation (1.2) s'écrit :

$$\Omega_{tot} - 1 = \frac{k}{H^2 a^2} \quad (1.8)$$

Cette équation indique que le signe de  $k$  est par conséquent déterminé par la valeur de  $\Omega_{tot}$ . Le tableau 1.1 donne la géométrie de l'Univers en fonction de la valeur du paramètre de densité totale par rapport à 1.

$\rho_{tot} < \rho_c$	$\Omega_{tot} < 1$	$k = -1$	ouvert
$\rho_{tot} = \rho_c$	$\Omega_{tot} = 1$	$k = 0$	plat
$\rho_{tot} > \rho_c$	$\Omega_{tot} > 1$	$k = +1$	fermé

**TAB. 1.1** – Classification des modèles cosmologiques basée sur la valeur de la densité totale  $\rho_{tot}$  par rapport à la densité critique  $\rho_c$ . La dernière colonne indique la géométrie de l'Univers en fonction de la valeur de sa courbure spatiale.

L'histoire thermique<sup>3</sup> de l'Univers est définie dans le cadre du modèle standard cosmologique avec inflation. Sa description est basée sur l'extrapolation de la physique connue vers l'époque de Planck, lorsque l'Univers avait seulement  $10^{-43}$  s ou de manière équivalente, une énergie de l'ordre de la masse de Planck<sup>4</sup>,  $M_{Pl} \sim 10^{19} \text{ GeV}/c^2$ . A cette époque, l'interaction gravitationnelle a une intensité comparable à celle des autres interactions et une théorie quantique de la gravitation est nécessaire. A partir de cette époque, les principales étapes de son évolution en énergie  $E$  sont brièvement décrites ci-dessous et résumées sur la figure 1.1.

- $E \sim 10^{16} - 10^{19} \text{ GeV}$  : une période dite d'inflation [8, 9] aurait eu lieu à ces énergies pendant laquelle l'Univers primordial aurait subi une phase d'expansion accélérée. L'inflation a été proposée pour résoudre différents problèmes du modèle standard cosmologique [8] comme l'isotropie du fond diffus de rayonnement cosmologique à  $10^{-5}$  près et la platitude de l'Univers<sup>5</sup>.

<sup>3</sup>Dans le système d'unité utilisé, la constante de Boltzmann est égale à 1. Ceci permet d'exprimer les températures en unité d'énergie avec la relation  $1 \text{ K} = 8.617 \times 10^{-5} \text{ eV}$ .

<sup>4</sup>La masse de Planck est définie par  $M_{Pl} = \sqrt{\hbar c / G_N} = 2.18 \times 10^{-8} \text{ kg} = 1.22 \times 10^{19} \text{ GeV}/c^2$ .

<sup>5</sup>Les mesures des expériences de cosmologie observationnelle semblent indiquer que la densité d'énergie totale de l'Univers est de l'ordre de 1 et l'inflation permet d'obtenir une telle valeur alors que celle-ci apparaît comme instable dans l'équation de Friedmann.

- $E \sim 10^{16}$  GeV : au-delà de cette énergie, les interactions forte et électrofaible sont unifiées dans un groupe provenant des Théories de Grande Unification [10]<sup>6</sup>. A cette échelle, ce groupe de symétrie est brisé donnant lieu au groupe de jauge du Modèle Standard de la physique des particules :  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ .
- $E \sim 10^2$  GeV : La symétrie électrofaible est brisée à une énergie  $E = \mathcal{O}(100)$  GeV par le mécanisme de Higgs qui différencie les forces faible et électromagnétique.
- $E \sim 10^1 - 10^3$  GeV : les WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) avec des masses du GeV au TeV se gèlent<sup>7</sup>. C'est le cas du neutralino  $\tilde{\chi}$  proposé par les extensions supersymétriques du Modèle Standard de la physique des particules (cf. Chapitre 2).
- $E \sim 0.3$  GeV : la transition de phase QCD a lieu, conduisant au confinement des quarks et des gluons dans les hadrons.
- $E \sim 1$  MeV : les neutrinos se découplent et forment un rayonnement fossile à une température de 1,96 K.
- $E \sim 100$  keV : à cette échelle se produit la nucléosynthèse primordiale lors de laquelle les protons et les neutrons fusionnent en éléments légers (D,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , Li) dans l'intervalle de temps  $10^{-2}$ - $10^2$  s.
- $E \sim 1$  eV : la densité de matière devient égale à celle du rayonnement. L'Univers commence à être dominé par les particules non relativistes, qui permettent l'accrétion de matière et ainsi le début de la formation de structures.
- $E \sim 0.3$  eV : les photons se découplent de la matière produisant le fond de rayonnement cosmologique que l'on observe aujourd'hui. La température est suffisamment basse pour que les électrons puissent se lier aux noyaux. L'Univers, opaque jusqu'alors, devient transparent aux photons.
- $E \sim 10^{-2}$  eV : les structures, observables aujourd'hui, se forment en commençant par les protogalaxies, qui, par accrétion, donnent les amas et les superamas.
- $E \sim 10^{-4}$  eV : nous observons aujourd'hui des galaxies, des amas et des superamas. L'Univers, homogène à grandes échelles ( $\gtrsim 20$  Mpc), est baigné dans un rayonnement de corps noir quasiment homogène et isotrope à  $T \sim 2.7$  K.

La figure 1.1 résume les principales étapes de l'histoire thermique de l'Univers ainsi que les énergies associées. Les WIMPs constituant les candidats privilégiés pour la matière sombre non-baryonique comme nous le verrons par la suite, sont associés à des masses de  $1 \text{ GeV}/c^2$  à  $1 \text{ TeV}/c^2$ .

Dans la problématique de la matière sombre, l'estimation des paramètres de densité  $\Omega_i$  qui composent la densité totale de l'Univers, est cruciale et permettra d'estimer la contribution de la matière non-baryonique. Les valeurs actuelles provenant des mesures sur la nucléosynthèse primordiale, le fond diffus

<sup>6</sup>Les modèles proposés par les Théories de Grande Unification sont actuellement  $SO(10)$  et  $E_6$ . Il est intéressant de noter que le modèle  $SU(5)$  sans SUSY a été exclu par les limites expérimentales obtenues sur le temps de vie du proton  $\tau_p \gtrsim 10^{30}$  s. Il semblerait que la SUSY soit à l'heure actuelle requise par les modèles GUT.

<sup>7</sup>Ce phénomène sera détaillé dans la section 3.1

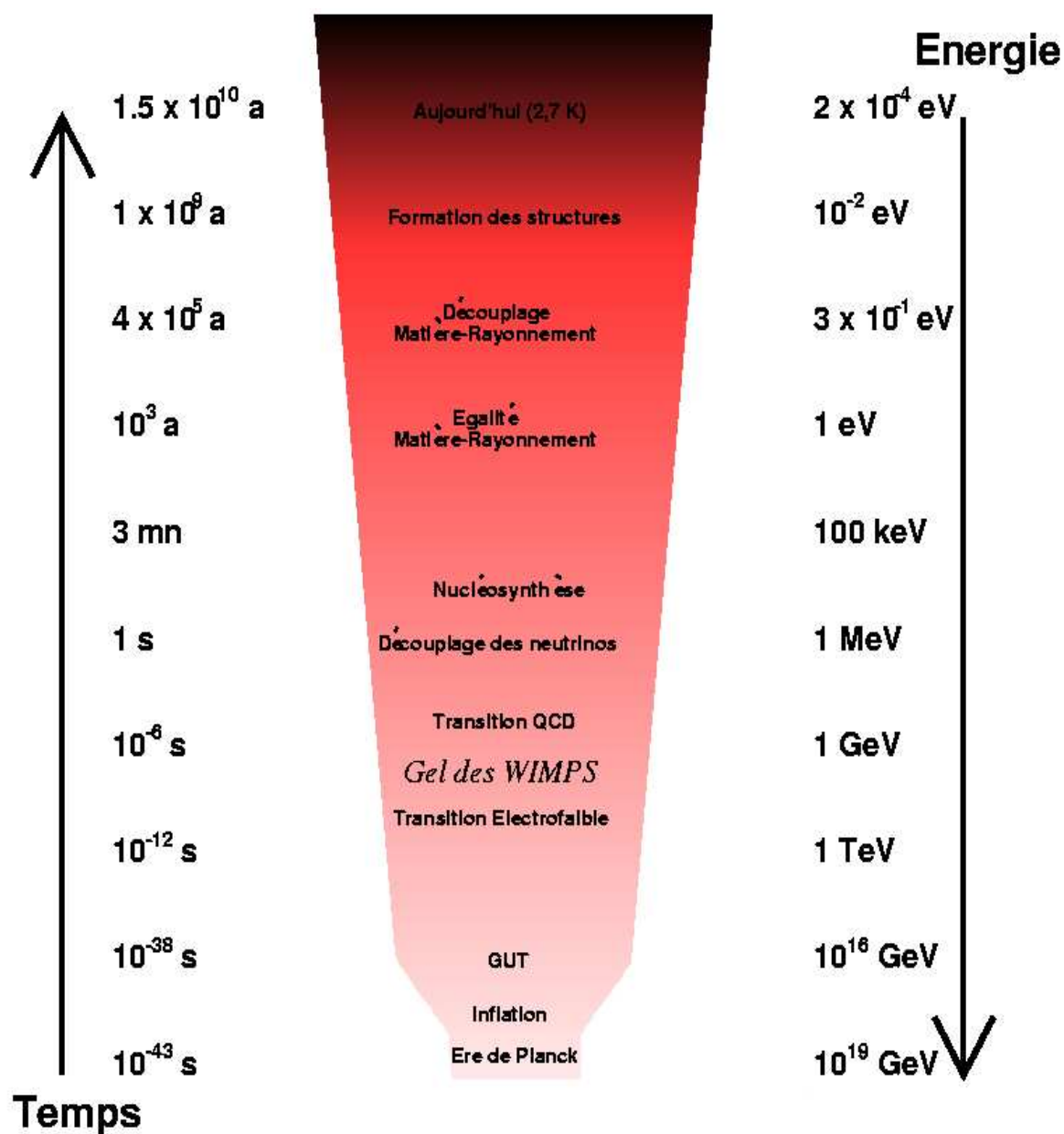


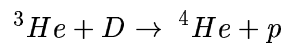
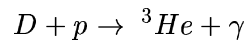
FIG. 1.1 – Evolutions temporelle et énergétique de l'Univers de l'ère de Planck jusqu'à aujourd'hui. Les étapes importantes sont indiquées ainsi que les ordres de grandeur en énergie auxquels celles-ci sont associées.

de rayonnement cosmologique, les supernovæ et la formation des grandes structures sont présentées dans la section suivante. Les arguments à l'échelle locale en faveur de la matière sombre sont présentés ensuite. Sa contribution dans la Voie Lactée est détaillée, son estimation est essentielle pour la question de sa détection directe.

## 1.2 Contenu énergétique de l'Univers

### 1.2.1 La densité de baryon et la nucléosynthèse primordiale

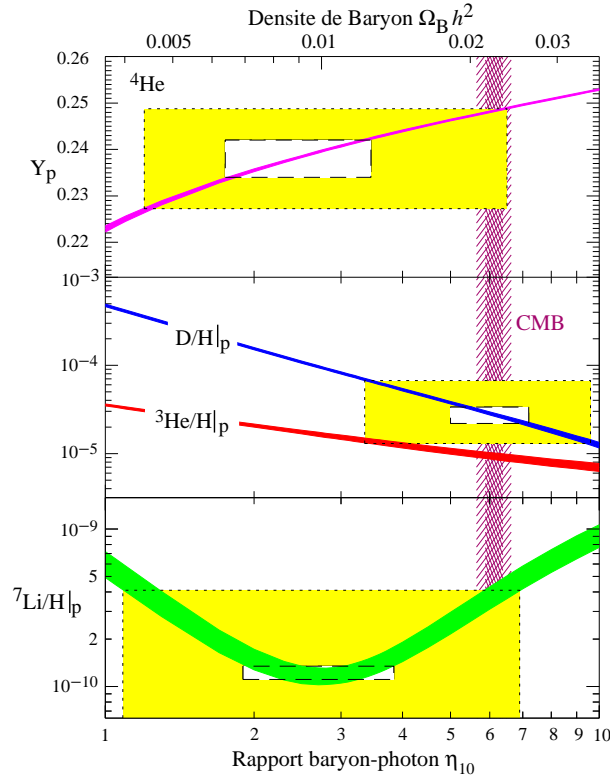
La nucléosynthèse primordiale (*Big Bang Nucleosynthesis*, BBN) constitue une confirmation manifeste du scénario du Big Bang. Ses prédictions sur l'abondance des noyaux légers montre un très bon accord avec les mesures [11] et permettent de fournir une estimation de  $\Omega_B h^2$ . La synthèse des noyaux a lieu durant les trois premières minutes après le Big Bang et débute à des températures dans la plage du MeV, correspondant à l'énergie de liaison des nucléons dans les noyaux. Les nucléons se combinent alors en éléments légers et leur abondance actuelle est donnée par leur abondance primordiale. La première réaction qui déclenche la chaîne des réactions nucléaires dans le plasma cosmique est



La nucléosynthèse s'arrête au  ${}^7\text{Li}$  car il n'y a pas de noyaux stables de masse atomique  $A = 5$  et  $A = 8$ . Les noyaux plus lourds que le  ${}^7\text{Li}$  sont produits par d'autres mécanismes comme la fusion dans les étoiles. Parmi les éléments légers, le plus lié est l' ${}^4\text{He}$ . La plus grande partie des neutrons est donc contenue dans ce noyau.

En particulier, l'abondance du deuterium est très bien mesurée dans la forêt Lyman- $\alpha$ , qui devrait contenir le matériau primordial, c'est-à-dire non reprocessé durant la vie de l'Univers. Les calculs des abondances primordiales font intervenir à la fois la physique des particules (sections efficaces faibles, nucléaires, temps de vie du neutron) mais aussi la cosmologie (taux d'expansion de l'Univers, rapport photon-baryon  $\eta \equiv n_B/n_\gamma$ ). L'expression de la densité de baryons est normalisée à la densité de photons  $n_\gamma$ . Excepté  $\eta$ , les autres paramètres sont connus indépendamment. La figure 1.2 présente les résultats des derniers calculs en terme de  $\eta_{10} \equiv 10^{10}\eta$ . La mesure d'une abondance quelconque d'un des éléments légers jusqu'au  ${}^7\text{Li}$  détermine  $\eta$ . Les mesures additionnelles permettent de contraindre plus encore la théorie et fournissent des tests de compatibilité. L'utilisation des cinq observations les plus précises permet de déterminer expérimentalement l'abondance du deuterium à  $D/H = (2.78 \pm 0.29) \times 10^{-5}$  [6]. D'après la réaction (1.9), l'abondance en deuterium est particulièrement sensible à  $\eta$ , c'est-à-dire à la densité de baryon. La zone autorisée à  $3\sigma$  est donnée par le recouvrement des barres d'erreur les plus grandes. L'accord entre les abondances est obtenu pour  $3.4 < \eta_{10} < 6.9$  (95%CL). Ce résultat fournit une mesure du contenu en baryons de l'Univers. Avec des contraintes plus sévères concernant les abondances des éléments légers [12], le rapport baryon/photon est :  $\eta_{10} = 5.6 \pm 0.6$  (95%CL). Etant donnée la valeur de la densité de photons,  $n_\gamma \sim 410 \text{ cm}^{-3}$ , qui est fixée par la température actuelle du CMB, la densité de baryon est :

$$\Omega_B h_0^2 = 0.020 \pm 0.002 \text{ (95\% CL)} \quad (1.10)$$



**FIG. 1.2** – Les abondances de l' $^4\text{He}$  ( $Y_p$ ),  $D$ ,  $^3\text{He}$  et  $^7\text{Li}$  prédites par le modèle de la nucléosynthèse primordiale. Les petites boîtes indiquent les abondances observées des éléments légers à  $2\sigma$  (erreurs statistiques), les grandes boîtes représentent les erreurs statistique et systématique  $2\sigma$ . La bande verticale représente la densité de baryon obtenue par la mesure à partir du CMB. Figure extraite de [6].

La prédiction de la nucléosynthèse primordiale concernant la densité de baryons peut être comparée à celle fournie par les mesures sur les anisotropies en températures de CMB (section 1.2.2). L'estimation de  $\eta$  est fournie par les amplitudes des pics acoustiques dans le spectre de puissance angulaire, permettant ainsi deux mesures de  $\eta$  obtenues par des processus physiques différents à deux époques de l'Univers largement distinctes.

### 1.2.2 Les contraintes provenant du fond de rayonnement cosmologique

Le contenu énergétique en rayonnement de l'Univers est dominé par le fond de rayonnement cosmologique (*Cosmic Microwave Background*, CMB) découvert par Penzias et Wilson en 1965 [4]. Le spectre du CMB se décrit très précisément par une fonction de corps noir. L'absence de déviations par rapport au spectre de corps noir implique des contraintes physiques très fortes sur l'histoire de l'Univers



jusqu'à des *redshifts*<sup>8</sup>  $z \lesssim 10^7$ . La mesure de la température du CMB dans une large gamme de fréquence a été donnée en 1991 par le satellite COBE [13] :

$$T_\gamma = (2.725 \pm 0.001) \text{ K} \quad (1.11)$$

correspondant à une densité de photons :

$$\Omega_\gamma h_0^2 = 2.47 \times 10^{-5} \quad (1.12)$$

Ce rayonnement fossile a été émis lors du découplage entre la matière et le rayonnement environ  $4 \times 10^5$  années après le Big Bang, période lors de laquelle les électrons et les noyaux se lient pour former les premiers atomes d'hydrogène. Avant le découplage, les baryons et les photons sont fortement couplés et les perturbations de densité oscillent dans le puits de potentiel généré par la matière. Ces perturbations induisent des écarts de température par rapport au spectre de corps noir parfaitement isotrope. Ces perturbations de densité laissent des empreintes sur le CMB qui témoignent des conditions au moment du découplage, appelées anisotropies primaires.

Ces anisotropies peuvent être quantifiées par décomposition en harmoniques sphériques à l'aide du spectre angulaire de puissance des  $C_\ell$ , où  $\ell$  est l'ordre du développement multipolaire<sup>9</sup>. Il est relié à la séparation angulaire  $\theta$  par la relation :  $\ell \sim 180^\circ / \theta$ . Le spectre de puissance angulaire des anisotropies en température est représenté par la quantité  $\Delta T_\ell^2 = \ell(\ell + 1)C_\ell / 2\pi$ . Il présente des structures, appelées pics acoustiques, correspondant aux oscillations du fluide de baryon-photon à l'époque du découplage de la matière et du rayonnement. La position du premier pic acoustique permet de sonder la géométrie spatiale de l'Univers. Plus précisément, sa position est reliée à la densité totale de l'Univers par la relation approximative [14] :

$$\ell_{1^{er}pic} \simeq \frac{220}{\sqrt{\Omega_{tot}}} \quad (1.13)$$

L'expérience WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) [15] fournit à l'heure actuelle les résultats les plus précis sur le spectre des fluctuations du CMB, avec une détermination du spectre de puissance en température jusqu'à  $\ell \simeq 900$ . Cette expérience satellite fournit la mesure la plus précise sur la position du premier pic à  $\ell = 220.1 \pm 0.8$ . Ces mesures sont compatibles avec un Univers plat ( $\Omega_{tot} = 1$ )<sup>10</sup> et indiquent que la densité totale<sup>11</sup> de l'Univers est [16] :

$$\Omega_{tot} = 1.02 \pm 0.02 \text{ (95\% CL)} \quad (1.14)$$

L'ensemble des mesures sur le spectre de puissance angulaire du CMB est compilé sur la figure 1.3.

L'abondance primordiale de deutérium mais également l'amplitude des pics acoustiques sont sensibles

<sup>8</sup>Le décalage vers le rouge  $z$ , *redshift*, est défini par  $1 + z = \nu_0 / \nu_1 = a_1 / a_0$ , où  $\nu_{0,1}$  sont les fréquences d'émission et d'observation de la lumière,  $a_{1,2}$  étant les facteurs d'échelle lors de l'émission et de l'observation de la lumière.

<sup>9</sup>Pour une dérivation des  $C_\ell$ , le lecteur pourra se référer à [7].

<sup>10</sup>Ces mesures favorisent un modèle  $\Lambda$ CDM, i.e avec constante cosmologique et matière essentiellement sombre et froide, dans lequel la densité de constante cosmologique est la contribution dominante à la densité totale.

<sup>11</sup>Ce résultat est obtenu à l'aide de la valeur du paramètre de Hubble provenant de mesures indépendantes.

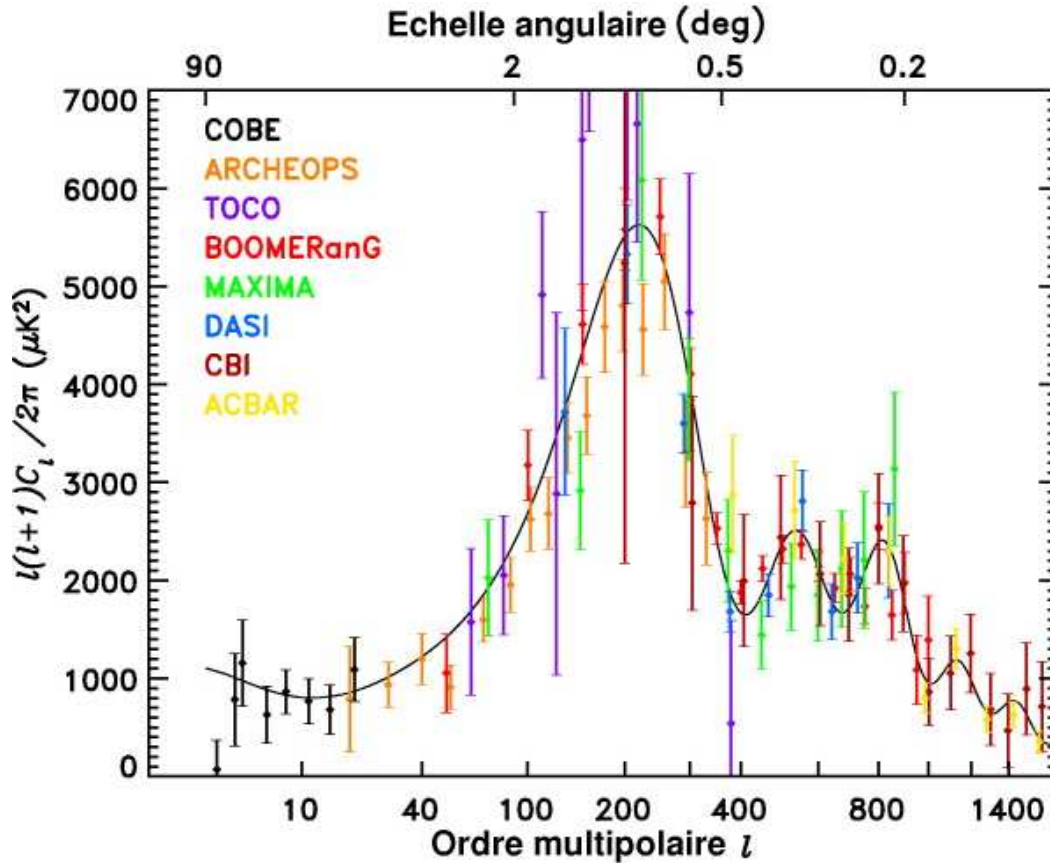
à la densité cosmologique de baryons. Etant donné que la hauteur et la position des pics dépendent des propriétés du plasma cosmique 372 000 ans après le Big Bang, la comparaison des contraintes sur la densité de baryons déduite par ces deux méthodes différentes fournit un test important pour le modèle du Big Bang.

La densité de baryons est principalement liée au rapport des hauteurs du premier et du second pics [17]. Le meilleur ajustement pour l'abondance de baryons pour un modèle  $\Lambda$ CDM d'après WMAP est :

$$\Omega_B h^2 = 0.024 \pm 0.001 \text{ (68\% CL)} \quad (1.15)$$

Cette valeur implique un rapport baryon-photon de  $\eta = 6.5^{+0.4}_{-0.3} \times 10^{-10}$ , compatible avec les prédictions de la nucléosynthèse primordiale.

Le satellite PLANCK, qui sera lancé par l'ESA en 2007, atteindra une sensibilité en température au  $\mu$ K et une résolution de l'arcminute qui permettra d'extraire de l'information jusqu'aux multipôles  $\sim 3000$ . La mesure des anisotropies en polarisation donnera des contraintes plus fortes que celles obtenues par



**FIG. 1.3** – Compilation de mesures récentes du spectre de puissance en température du CMB. La courbe en noir représente le meilleur ajustement au modèle  $\Lambda$ CDM à partir des données de la première année de WMAP. Les barres d'erreur comprennent les incertitudes dues aux bruits et à la variance cosmique. Figure adaptée de [15].

les anisotropies en température sur la physique de l'Univers primordial.

La température du CMB permet d'avoir accès à la température de découplage des neutrinos par conservation d'entropie [18]. Celles-ci sont reliées par :  $T_\nu/T_\gamma = (4/11)^{1/3}$ . Le modèle du Big Bang permet alors de calculer la densité pour une espèce de neutrino de masse nulle par  $n_\nu(T_\nu) = 3/11 n_\gamma(T_\gamma)$ . Pour des neutrinos massifs, leur densité est donnée par :  $\rho_\nu = \sum n_\nu m_\nu$ . Ceci permet alors d'obtenir leur densité relique. Pour des neutrinos de masses comprises dans la plage [ $5 \times 10^{-4}$  eV – 1 MeV], leur paramètre de densité est donné par [7] :

$$\Omega_\nu h_0^2 = \frac{\sum m_\nu}{94 \text{ eV}} \quad (1.16)$$

où la somme est effectuée sur les trois familles de neutrinos. Les expériences sur la mesure des oscillations des neutrinos solaires et atmosphériques indiquent que des différences de masses au carré entre les trois saveurs sont non nulles. Ils pourraient ainsi contribuer à la densité totale de l'Univers. Les analyses des mesures de WMAP combinées à celles de 2dFGRS (*2 degree Field Galaxy Redshift Survey*) fournissent une limite sur la densité de neutrinos [19] :

$$\Omega_\nu h_0^2 < 0.0067 \text{ (95\% CL)} \quad (1.17)$$

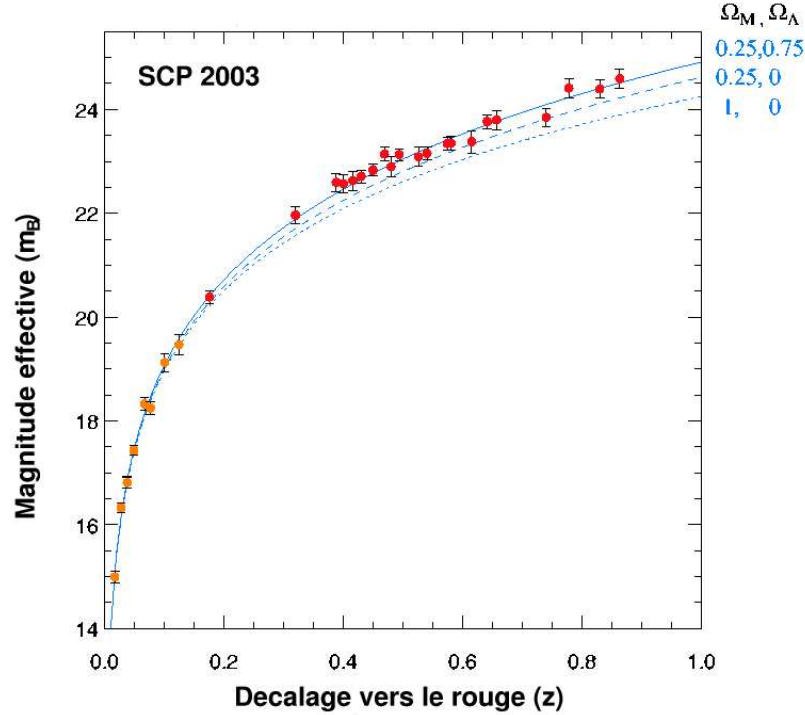
### 1.2.3 Les courbes de lumière des Supernovæ de type Ia

Les supernovæ de type Ia sont des naines blanches qui accrètent de la matière à la fin de leur vie à partir d'un companion jusqu'à ce qu'elles deviennent instables et explosent par réaction thermonucléaire<sup>12</sup>. L'intensité de l'éclat varie dans le temps, avec un éclat maximum atteint au bout de 3 semaines. Bien que le maximum de luminosité varie d'une supernova à l'autre, la durée de l'éclat dépend de la puissance de l'explosion. L'étude des courbes de lumières des supernovæ sur un large échantillon statistique [20, 21] permet de les utiliser comme *chandelles standardisables*, et de sonder l'Univers par l'intermédiaire de leur luminosité apparente. Cette quantité est reliée à la distance de luminosité<sup>13</sup> qui dépend du redshift  $z$  et des paramètres cosmologiques  $\Omega_M$ ,  $\Omega_k$  et  $\Omega_\Lambda$  [18]. L'observation des supernovæ conduit à la mesure de la magnitude effective  $m_B$  qui dépend de la distance de luminosité, en fonction du redshift. Différents groupes (*Supernova Cosmology Project* [20], *High-redshift Supernova Project* [21]) ont obtenu des résultats qui tendent à montrer que les supernovæ apparaissent moins brillantes que le prédisent des modèles avec  $\Omega_M = 1$  et  $\Omega_\Lambda = 0$  par exemple. La magnitude effective en fonction du redshift est présentée sur la figure 1.4 pour un échantillon de supernovæ de  $z \leq 1$ . Le résultat du meilleur ajustement du Supernova Cosmology Project [20] dans le cas d'un univers plat ( $k=0$ ) comme semble l'indiquer les mesures de WMAP, est :

$$\Omega_\Lambda = 0.71 \pm 0.05 \text{ et } \Omega_M = 0.29 \pm 0.05 \text{ (1}\sigma\text{)} \quad (1.18)$$

<sup>12</sup>L'explosion se produit lorsque la masse de l'étoile approche la masse de Chandrasekhar qui correspond à la masse d'équilibre entre l'effondrement gravitationnel et la pression de dégénérescence des électrons.

<sup>13</sup>La distance de luminosité est définie comme la distance  $d_L$  à laquelle une source de luminosité absolue  $\mathcal{L}$  donne un flux  $\mathcal{F} = \mathcal{L}/4\pi d_L^2$ .



**FIG. 1.4** – Le graphique du haut présente le diagramme de Hubble en échelle de redshift linéaire. Les supernovæ avec un  $\Delta z < 0.01$  ont été combinées en utilisant une moyenne pondérée. La courbe pleine représente le meilleur ajustement pour un modèle d'Univers plat,  $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.25, 0.75)$ . Deux autres modèles cosmologiques sont présentés :  $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.25, 0)$  and  $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$ . Figure adaptée de [22].

Une composante importante due à la constante cosmologique semble être requise<sup>14</sup>. L'Univers serait en accélération et non en décélération comme l'expliquerait la simple attraction gravitationnelle de la matière, sous l'action d'une composante agissant comme une force répulsive à grande distance. L'explication la plus naturelle serait la présence d'une constante cosmologique qui donne à l'Univers une accélération qui tend à éloigner les systèmes liés les uns des autres.

## 1.3 Echelles des grandes structures

### 1.3.1 Les amas de galaxies

Dès 1933, Zwicky a montré, en utilisant le théorème du viriel, que l'amas de Coma contenait au moins dix fois plus de masses que la contribution lumineuse provenant des galaxies [23]. Pour un système gravitationnellement lié en équilibre, le théorème du viriel donne :

$$2\langle E_{cin} \rangle + \langle E_{grav} \rangle = 0, \quad (1.19)$$

<sup>14</sup>Cette composante est souvent appelée énergie noire, sa nature ne sera pas évoquée ici.

où  $E_{cin} = m\langle v^2 \rangle/2$  est l'énergie cinétique d'un des objets liés de masse  $m$  et  $E_{grav} = -m\langle G_N M/r \rangle$  l'énergie gravitationnelle due à l'attraction des autres galaxies. La mesure de la vitesse de dispersion  $\langle v^2 \rangle$  par effet Doppler permet d'avoir accès à la masse totale de l'amas  $M$ . L'estimation de la densité de matière est donnée par :

$$\Omega_M = \frac{M/L|_{amas}}{M/L|_c} \quad (1.20)$$

où  $M/L$  est le rapport masse-luminosité. La luminosité de l'amas mesurée dans la bande B est obtenue par ailleurs par  $\mathcal{L}_B = (2.0 \pm 0.2) \times 10^8 h_0 L_\odot \text{ Mpc}^{-3}$  où  $L_\odot$  est la luminosité du Soleil [24]. Avec l'estimation de  $M/L|_c$  effectuée à l'aide de la densité critique  $\rho_c$ ,  $M/L|_c = (1390 \pm 140)h$ , on a accès à la densité de matière. Les mesures récentes effectuées sur des amas de  $0.11 < z < 5.55$  indiquent un rapport masse-luminosité  $M/L = (283 \pm 27)h_0 M_\odot/L_\odot$  [25] ce qui permet d'obtenir une densité de matière :

$$\Omega_M = 0.20 \pm 0.04(1\sigma \text{ stat.}) \pm 0.09(1\sigma \text{ syst.}) \quad (1.21)$$

L'étude des amas de galaxies permet également d'avoir accès à  $\Omega_M$  par l'intermédiaire de l'estimation de la fraction de baryons. Le rapport de la densité de baryons sur celle de la matière totale dans les amas est représentatif de l'Univers à 20% d'erreur systématique [18]. Les amas de galaxies sont une source intense de rayons X provenant du bremsstrahlung des électrons dans un plasma à une température de  $\sim 10^7$  K. La fraction de baryon  $f_B = \Omega_B/\Omega_M$ , est estimée par :

$$f_B = \frac{\Omega_B}{\Omega_M} = f_{gaz} + f_{gal} \quad (1.22)$$

où la contribution provenant de la galaxie est donnée par [24] :  $f_{gal} = M_{gal}/M_{grav} \simeq 0.01h^{-1}$ . L'application du théorème du viriel permet d'estimer la masse gravitationnelle de l'amas  $M_{grav}$  comme expliqué précédemment. La mesure de l'intensité de l'émission X permet d'avoir accès à la masse de gaz de l'amas et donc à l'estimation de  $f_{gaz} = M_{gaz}/M_{grav}$ . Les mesures récentes [26] donnent  $f_{gaz}h^{3/2} = 0.08$ . Avec  $h = 0.7$ , on déduit la fraction de baryon :

$$f_B \approx 0.15 \quad (1.23)$$

En supposant cette fraction représentative de l'Univers dans son ensemble et utilisant la valeur de la nucléosynthèse primordiale pour  $\Omega_B = 0.04 \pm 0.01$ ,

$$\Omega_M = 0.3 \pm 0.1 (\text{stat.}) \pm 20\% (\text{syst.}) . \quad (1.24)$$

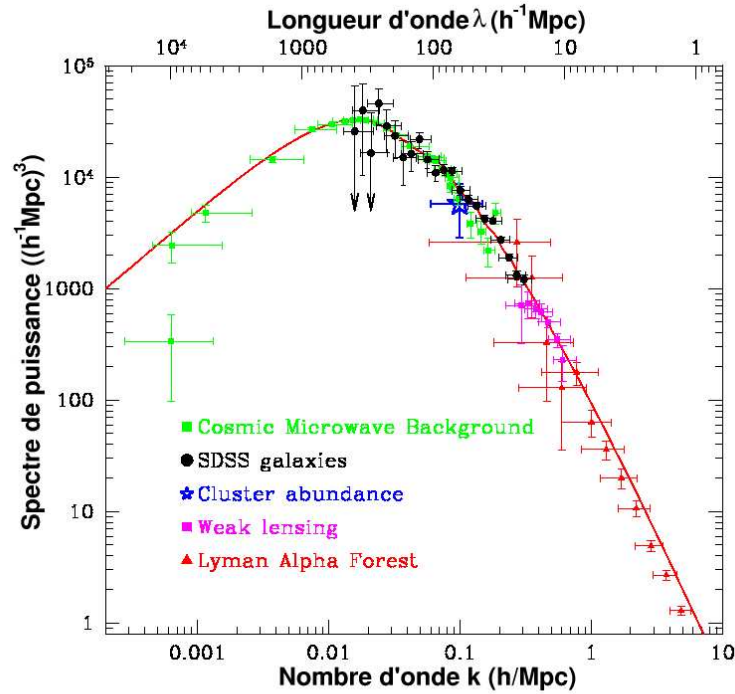
Cette valeur est compatible avec les déterminations de  $\Omega_M$  basées sur le CMB et les Supernovæ.

### 1.3.2 La formation des grandes structures et le spectre de puissance de la matière

Bien que l'isotropie du fond diffus de rayonnement indique que l'Univers dans le passé ait été extraordinairement homogène, l'observation des galaxies, des amas et des superamas montre qu'il est

aujourd'hui extrêmement inhomogène. Ces structures sont engendrées à partir de très faibles inhomogénéités pouvant provenir de perturbations de la métrique qui se seraient développées par instabilité gravitationnelle. Celles-ci ont laissé des empreintes comme les anisotropies en température dans le fond diffus de rayonnement d'amplitude  $\delta\rho/\rho \sim 10^{-5}$ . Les types de matière et/ou d'évolution de l'Univers sont contraints par l'observation des structures que nous observons aujourd'hui qui correspondent à des contrastes de densité  $\delta\rho/\rho \sim 10^2$  pour les galaxies de  $z \ll 1$  [18].

Les perturbations de la métrique induisent des perturbations de densité qui s'effondrent pour former les galaxies et les amas de galaxies, avec un spectre quasi-invariant d'échelle. Un tel spectre a été proposé par Y. Zel'dovitch [27] pour expliquer la distribution des galaxies et des amas de galaxies aux grandes échelles dans notre Univers. Les résultats de la formation de structures sont présentés à l'aide du spectre de puissance qui permet de mesurer le degré d'inhomogénéité dans la distribution en masse à diverses échelles. Le résultat est présenté sur la figure 1.5.



**FIG. 1.5** – Le spectre de puissance mesuré  $P(k)$  en fonction du nombre d'onde  $k$  à l'aide des mesures de SDSS, des anisotropies du CMB, de l'abondance des amas, de l'effet de lentille gravitationnelle et de la Forêt Lyman- $\alpha$ . Figure extraite de [29].

L'outil utilisé pour la comparaison entre le spectre de puissance observé et celui prédit est basé sur des simulations à N corps et des modèles théoriques qui prédisent la forme (mais pas l'amplitude) du spectre

de puissance observé. Le modèle le plus favorisé à l'heure actuelle est un modèle à matière sombre froide avec une constante cosmologique  $\Lambda$  et  $\Omega_M \sim 0.3$ . Ce modèle, appelé modèle  $\Lambda$ CDM, est confronté aux mesures récentes des expériences 2dFGRS [28] et SDSS [29].

## 1.4 Echelle galactique

### 1.4.1 Les courbes de rotation des galaxies spirales

La manifestation la plus convainquante et directe de matière sombre aux échelles galactiques provient des observations des courbes de rotation des galaxies spirales<sup>15</sup>. Ce type de galaxies consiste en un cœur central et un disque très fin, stabilisé contre l'effondrement gravitationnel par conservation du moment angulaire, et entouré d'un halo approximativement sphérique de matière sombre. En dynamique newtonienne, la vitesse tangentielle dans un mouvement circulaire est donnée par :

$$v(r) = \sqrt{\frac{G_N M(\bar{r})}{r}}, \quad (1.25)$$

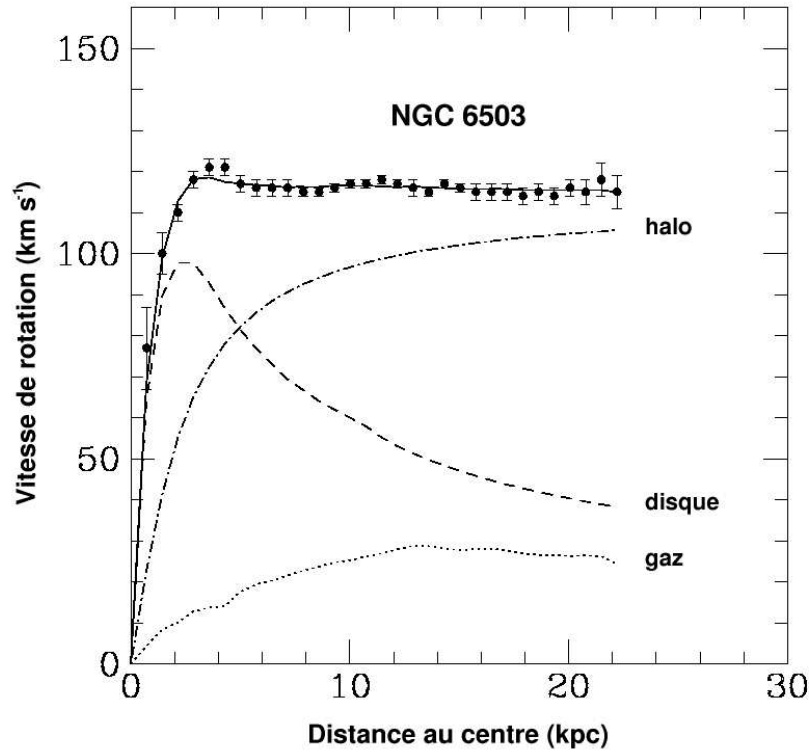
où  $M(\bar{r}) \equiv 4\pi \int_0^{\bar{r}} \rho(r) r^2 dr$ , et  $\rho(r)$  le profil de densité massique. La vitesse devrait ainsi décroître en  $1/\sqrt{r}$  au-delà de l'extension visible de la galaxie (définie par  $\bar{r}$ ). La figure 1.6 montre l'évolution de la vitesse de rotation pour la galaxie NGC6503 en fonction de la distance au centre galactique. Celle-ci croît quasi linéairement à partir du centre vers l'extérieur jusqu'à atteindre une vitesse de l'ordre de  $120 \text{ km s}^{-1}$ . Les mesures expérimentales montrent une dépendance constante pour des distances supérieures à 4 kpc. Les contributions du gaz et du disque ne permettent pas de reproduire un tel comportement à grande distance. Cette dépendance suggère l'existence d'un halo de matière avec  $M(r) \propto r$  et  $\rho(r) \propto 1/r^2$ . Les points expérimentaux sont obtenus à partir de l'émission radio de l'hydrogène neutre (raie à 21 cm) dans le disque, jusqu'à  $r = 22.22 \text{ kpc}$ , c'est-à-dire  $\sim 13$  fois plus loin que la taille caractéristique du disque. De nombreuses courbes de rotation de galaxies ont été mesurées et elles suggèrent toutes l'existence de l'ordre de dix fois plus de masse dans le halo des galaxies spirales que dans les étoiles du disque [18].

Un modèle simple de halo de matière constitué par une sphère isotherme, dont le profil de densité est  $\rho(r) = \rho_c / (r_c^2 + r^2)$ , où  $r_c$  est le rayon du coeur et  $\rho_c = v_\infty^2 / 4\pi G_N$ ,  $v_\infty$  étant égale à la valeur du plateau de la courbe de rotation. En additionnant toute la matière dans le halo galactique jusqu'au rayon maximum, on obtient [18] :

$$\Omega_{halo} \simeq 10 \Omega_{lum} \geq 0.03 - 0.05 \quad (1.26)$$

Les récentes simulations à N corps suggèrent l'existence d'un profil de matière sombre universel ayant la même forme quelle que soit la masse, l'époque et le spectre de puissance d'entrée. La paramétrisation

<sup>15</sup>Il est à noter que les résultats sur les galaxies barrées semblent impliquer l'existence d'un halo de matière sombre spatialement limité. Il a été montré que celles-ci ne pouvaient contenir une quantité importante de matière sombre s'étendant en dehors de l'extension des barres observées. En effet, les barres en rotation rapide auraient conduit à un ralentissement par friction avec la matière sombre [30, 31].



**FIG. 1.6** – Courbe de rotation de la galaxie NGC6503. Les points représentent les mesures de la vitesse de rotation en fonction de la distance au centre galactique. Les différentes courbes représentent respectivement la contribution du gaz (pointillés), du disque galactique (tirets) et du halo de matière sombre (pointillé-tirets). Figure extraite de [32].

classique pour la densité du halo de matière sombre est :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(r/R)^\gamma (1 + (r/R)^\alpha)^{(\beta-\gamma)/\alpha}} \quad (1.27)$$

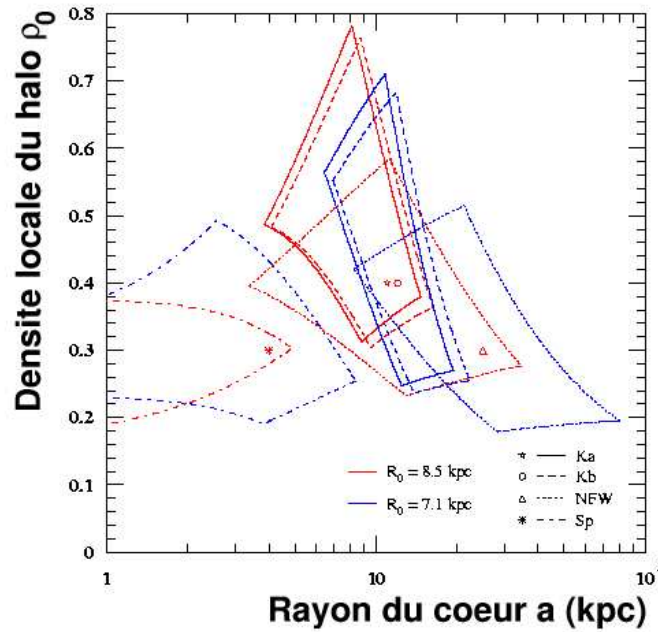
où  $R$  est un paramètre sans dimension relié au rayon du coeur du halo. Les profils couramment utilisés sont le modèle de Navarro, Frenk and White [33] correspondant à  $(\alpha, \beta, \gamma) = (1, 3, 1)$ , celui de Kratsov [34]  $(\alpha, \beta, \gamma) = (2, 3, 0.4)$ , celui de Moore [35]  $(\alpha, \beta, \gamma) = (1.5, 3, 1.5)$  et le profil isotherme modifié  $(\alpha, \beta, \gamma) = (2, 2, 0)$  [36]. Les simulations les plus récentes [37, 38, 39] montrent des désaccords, notamment dans la région du centre galactique où la pente du profil est mal connue. L'approche couramment utilisée consiste à étudier les perspectives de détections directes et indirectes avec un profil donné.



### 1.4.2 La Voie Lactée : densité locale de matière sombre

L'estimation de la densité de matière sombre au voisinage du système solaire est essentielle pour sa détection directe et indirecte. Même s'il existe des incertitudes associées à la densité locale, cette quantité est considérablement mieux connue que la densité au centre galactique. La densité locale de matière sombre est déterminée par l'observation de la courbe de rotation de la Voie Lactée. Etant donné que les courbes de rotation mesurent la masse totale, la distribution en densité du centre galactique ainsi que celle du disque doivent être connues pour calculer précisément le profil de matière sombre. En outre, la connaissance de la distribution en vitesse de la matière sombre localement est requise pour déterminer les taux de détection directes et indirectes. Celle-ci peut être déduite par l'observation des courbes de rotation.

Les résultats de différents groupes [40, 41, 42] donnent une densité de matière sombre de 0.2 à 0.6  $\text{GeV cm}^{-3}$ . La figure 1.7 présente la densité du halo local où  $a$  est le rayon du coeur et  $r_0$  la distance



**FIG. 1.7** – Plage de la densité locale de matière sombre compatible avec les observations des courbes de rotation pour différents modèles de halos et distances galactocentriques. Figure extraite de [36].

du Soleil pour différents profils de halo et distances galactocentriques. Des densités locales de matière sombre de 0.2 à 0.8  $\text{GeV cm}^{-3}$  sont compatibles avec les observations des courbes de rotation [36]. Un modèle simple utilisé pour décrire la densité de matière sombre locale est le halo sphérique isotherme

dont l'expression de la densité est :

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{a^2 + r_0^2}{a^2 + r^2} \quad (1.28)$$

au centre galactique. Cette distribution produit des courbes de rotation plates semblables à celles produites par les simulations à N corps. La distribution de la vitesse locale est donnée par une distribution de Maxwell. La distribution  $\rho_0$  est décrite par les paramètres  $a$ ,  $r_0$  et  $v_0$  qui correspond à la vitesse de rotation à grand rayon (vitesse du plateau). La vitesse de dispersion est donnée par  $\bar{v} = \langle v^2 \rangle^{1/2} = (3/2)^{1/2} v_0$ . La courbe de rotation de la Voie Lactée a été mesurée et se conforme à l'image classique. Les estimations basées sur un modèle détaillé de notre galaxie [43] trouve une densité locale  $\rho_{DM} = 0.3 \pm 0.1 \text{ GeV cm}^{-3}$  et une vitesse de dispersion  $\bar{v} = 270 \pm 70 \text{ km s}^{-1}$ . Cette valeur correspond à une vitesse du plateau de  $\sim 220 \text{ km s}^{-1}$ .

## 1.5 La matière sombre non-baryonique froide

Les résultats de diverses expériences de cosmologie observationnelle (CMB, Supernovæ et amas de galaxie) sont résumés sur la figure 1.8. Celles-ci permettent de définir une région de concordance où les différentes observations semblent converger vers un scénario dans lequel :

$$\Omega_\Lambda \sim 0.7 \text{ et } \Omega_M \sim 0.3 . \quad (1.29)$$

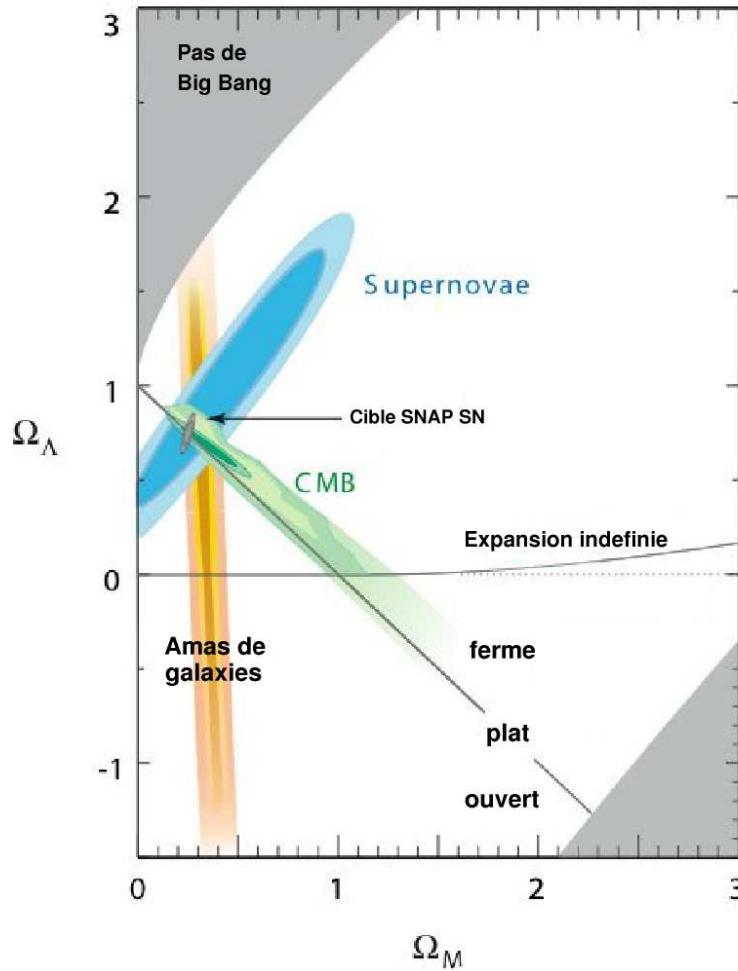
Le tableau 1.2 résume les valeurs récentes d'une partie des paramètres cosmologiques. La comparaison des différents paramètres de densité donne la relation :

$$\Omega_{lum} < \Omega_B < \Omega_M \quad (1.30)$$

Quantités	Symbole $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$	Valeurs	Référence
Densité totale	$\Omega_{tot}$	$1.02 \pm 0.02$	CMB+HST [19]
Constante cosmologique :	$\Omega_\Lambda$	$0.71 \pm 0.05 (1\sigma)$	SN Ia (Univers plat) [20]
Densité de Matière	$\Omega_M$	$0.23 \pm 0.04$	CMB [19]
Lumineuse	$\Omega_{lum} h_0$	$0.0027 \pm 0.0014$	[24]
Baryonique	$\Omega_B h^2$	$0.023 \pm 0.001$	CMB+2dFGRS [19]
Sombre Froide	$\Omega_{NB} h^2$	$0.111 \pm 0.006$	[6]
Composantes relativistes :			
Photons	$\Omega_\gamma h^2$	$2.47 \times 10^{-5}$	CMB [14]
Neutrinos	$\Omega_\nu h^2$	$\leq 0.0076$	CMB+2dFGRS [19]

**TAB. 1.2** – Valeurs numériques d'une partie des paramètres cosmologiques. Les valeurs sont données à  $2\sigma$  sauf indication contraire.

Par comparaison de la densité de matière totale  $\Omega_M$  à la densité de matière baryonique  $\Omega_B$  obtenues en utilisant les résultats donnés par les expériences CMB (WMAP/CBI/ACBAR) avec ceux de 2dFGRS,



**FIG. 1.8** – Les résultats des expériences de cosmologie observationnelle dans le plan  $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ . Les contraintes provenant des études concernant les supernovæ, les amas de galaxies et les anisotropies du CMB sont indiquées ainsi que les projections de Planck et de SNAP. Figure adaptée de [18].

l'essentiel de la matière est sous forme non-baryonique. Avec la valeur de la contribution de la matière lumineuse, on observe que la matière est dominée par sa composante sombre et non-baryonique. Les résultats obtenus par l'expérience WMAP donnent une densité de matière sombre froide  $\Omega_{CDM}h^2 = 0.1126^{+0.0161}_{-0.0181}$  [19] confirmant que l'essentiel de la matière est sous forme de **matière sombre non baryonique froide**. La relation 1.30 indique qu'il existe de la matière sombre sous deux formes. La présence de matière sombre baryonique (MSB) est déduite en comparant la densité lumineuse à la densité de baryons. La matière sombre non-baryonique (MSNB) est obtenue par comparaison de la densité de baryons à la densité de matière totale. Des candidats distincts sont proposés pour ces deux types de matière sombre :

1. Pour la MSB : les résidus stellaires, le gaz chaud ou encore les MACHO (MASSive Compact Halo Objects). Les naines brunes sont recherchées par de nombreuses expériences (EROS, MACHO, ...) par l'effet de lentilles gravitationnelles et sont observables par une amplification des flux lumineux ou des effets géométriques. La collaboration EROS a obtenu une limite sur la fraction de naines brunes constituant le halo : une fraction supérieure à 10% est exclue à  $2\sigma$  [44].
2. Pour la MSNB : les WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*). Il s'agit de particules suffisamment lourdes pour être non relativistes au moment du découplage. Ils participent alors à la matière sombre froide<sup>16</sup>. Les caractéristiques d'un WIMP sont les suivantes.
  - une masse typique de  $\mathcal{O}(1) \text{ GeV}/c^2$  à  $\mathcal{O}(100) \text{ TeV}/c^2$ . La limite supérieure provient de la contrainte imposée à sa densité relique pour que celle-ci soit inférieure à la densité de matière totale [45]. Dans le cas des neutralinos (cf. Chapitre 2), la limite supérieure sur leurs masses de  $\mathcal{O}(1) \text{ TeV}/c^2$  est fixée par l'échelle de brisure de la SUSY [46].
  - neutres de charge et de couleur,
  - sensibles uniquement à l'interaction faible (et gravitationnelle). Leur taux d'annihilation est typique de l'interaction faible pour avoir une densité relique qui puisse contribuer de manière significative à la densité de matière totale (cf. section 3.1).

La particule supersymétrique la plus légère qui est constituée par le neutralino  $\tilde{\chi}$  dans de nombreux scénarii, appartient à la classe des WIMPs et a une densité relique qui peut être compatible avec la densité de matière sombre non-baryonique. Il s'agit d'un candidat privilégié pour les physiciens des particules comme nous le verrons dans le chapitre 2. Etant donné la présence d'un halo de matière sombre dans la Voie Lactée, il est naturel d'envisager la recherche de WIMPs par détection directe sur Terre comme nous le verrons dans le chapitre 3.

## 1.6 Zoologie des candidats à la matière sombre non-baryonique

Les principaux candidats à la matière sombre non-baryonique sont présentés ici sans qu'il s'agisse d'une liste exhaustive.

- *Les neutrinos du Modèle Standard de la physique des particules*

Les contraintes en laboratoire sur la masse des neutrinos proviennent des expériences sur la désintégration  $\beta$  du tritium en fournissant une limite supérieure sur la masse du neutrino électronique [47] :  $m_{\nu_e} < 2.05 \text{ eV}$  (95% CL). Par application de la limite supérieure aux trois états propres de masse<sup>17</sup>, cela permet d'obtenir à l'aide de l'équation une contrainte sur leur densité

<sup>16</sup>La matière sombre chaude semble à l'heure actuelle défavorisée par les scénarii de formation des structures et ne sera pas évoquée ici.

<sup>17</sup>Les expériences sur les mesures des différences entre les masses des neutrinos semblent indiquer qu'elles soient non nulles mais faibles [48] pour expliquer les résultats sur les neutrinos solaires ( $\Delta m_{12}^2 \simeq 7 \times 10^{-7} \text{ eV}$ ) et atmosphériques ( $\Delta m_{23}^2 \simeq 3 \times 10^{-3} \text{ eV}$ ) [49].

relique :

$$\Omega_\nu h^2 \lesssim 0.07. \quad (1.31)$$

Cette limite implique qu'ils ne sont pas assez abondants pour être dominant dans la densité de matière sombre. Une contrainte plus forte provient des résultats combinés des analyses sur les anisotropies du CMB à celles sur les grandes structures (cf. 1.2.2).

A l'échelle des galaxies, la densité locale de matière sombre ( $\rho_{\text{halo}} \simeq 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$ ) implique une contrainte sur la masse des neutrinos de  $m_\nu \geq 40 \text{ eV}$  [50]. Avec cet ordre de grandeur en masse, les neutrinos constitueraient une composante de matière sombre relativiste chaude (HDM, *Hot Dark Matter*) qui n'aurait pas permis la formation des structures observées en dessous de l'échelle des amas de galaxies. Ils impliqueraient un scénario de type *top-down* pour la formation des structures dans l'Univers, dans lequel les grandes structures se seraient formées en premier. Ceci est en désaccord avec les mesures qui semblent indiquer que notre galaxie est plus âgée que le groupe local dans lequel elle se trouve [51]. Les neutrinos légers constituant un candidat viable à la matière sombre semblent être exclus de l'échelle des galaxies à celle des superamas.

- *Les neutrinos stériles*

La possibilité d'une quatrième génération de neutrinos a été proposée en 1993 [52]. Les neutrinos stériles pourraient constituer des candidats viables pour des masses supérieures à quelques  $\text{GeV}/c^2$ . Dans le cas d'un neutrino de Majorana, leur densité relique serait trop faible pour être cosmologiquement intéressante [18]. Pour un neutrino de Dirac, il se couplerait au boson Z et interagirait par interaction axiale avec le noyau cible. Ceci impliquerait des taux de détection importants, ce qui exclut les neutrinos de Dirac de quatrième génération pour la matière sombre galactique [53].

- *Les axions*<sup>18</sup>

Ces particules ont été introduites par Peccei et Quinn [55] pour résoudre le problème de la violation CP en physique des particules. L'introduction de la symétrie PQ qui est brisée spontanément résulte en un boson de Goldstone, l'axion. Les recherches en laboratoire, le refroidissement des étoiles et la dynamique des supernovæ exigent que les masses des axions  $m_a$  soient comprises dans l'intervalle :  $[10^{-6}, 10^{-3}] \text{ eV}$  [54]. Leurs interactions avec la matière ordinaire est extrêmement faible ( $\leq 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$ ), ce qui implique qu'ils ont été produits hors équilibre thermique dans l'Univers primordial. L'axion peut se coupler à deux photons, ce qui s'exprime par le lagrangien effectif :  $\mathcal{L}_{eff} \propto g_{a\gamma\gamma} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ . Il peut alors se détecter via sa désintégration en deux photons dans un champ électrique ou magnétique.

Dans le cadre de la recherche d'axions solaires [56], l'expérience CAST (*Cern Axion Solar Te-*

<sup>18</sup>Il est important de remarquer que les axions n'appartiennent pas à la classe des WIMPs étant donnée l'intervalle autorisé pour leur masse [54].

*lescope*) utilisant un télescope magnétique couplé à un détecteur de rayons X a permis d'améliorer la limite supérieure sur le couplage axion-photon à  $g_{a\gamma\gamma} < 1.16 \times 10^{-10} \text{GeV}^{-1}$  pour des masses  $m_a \lesssim 0.02 \text{ eV}$  [57]. Le calcul de la densité relique d'axion dépend fortement de leur mécanisme de production. Toutefois, les axions avec des masses typiques de  $\sim 10^{-5} \text{ eV}$  pourraient constituer un candidat viable à la matière sombre.

- *Les états de Kaluza-Klein*

Les excitations de Kaluza-Klein des champs du Modèle Standard qui apparaissent dans les modèles avec dimensions supplémentaires universelles ont récemment été proposés comme candidats [58]. Les dimensions supplémentaires pourraient être compactifiées sur des cercles de rayons  $R$ , ce qui resulterait dans l'espace à quatre dimensions en une tour d'états de Kaluza-Klein de masses  $m = n/R$ . Dans les scénarii de dimensions supplémentaires universelles (UED, *Universal Extra Dimensions*) avec une seule dimension supplémentaire, la contrainte sur l'échelle de compactification est  $R^{-1} \gtrsim 300 \text{ GeV}/c^2$  [59]. La particule de Kaluza-Klein la plus légère (LKP) est associée à la première excitation de Kaluza-Klein du photon notée  $B^{(1)}$  [60]. Les calculs sur l'estimation de sa densité relique ont contraint sa masse entre 400 et 1200 GeV pour tenir compte de la densité de matière sombre non-baryonique observée [61]. La détection directe de la LKP par diffusion élastique sur les noyaux cibles ne sera accessible que par les détecteurs de l'ordre d'une tonne, étant donné l'intervalle de masses autorisé [62].

Une classe de modèle introduisant des dimensions supplémentaires courbées (*Warped Extra Dimensions*) permettrait d'obtenir un neutrino droit interagissant (noté LZP) de masse de  $\mathcal{O}(100) \text{ GeV}/c^2$  qui aurait les propriétés requises pour constituer un candidat viable [63]. Ses sections efficaces d'interaction avec les noyaux cibles ( $\sigma_{p-LZP} \sim 10^{-6} \text{ pb}$ ) impliquent qu'il pourrait être testé par les expériences en cours [58].

- *La matière sombre légère scalaire*

Les considérations de Lee et Weinberg [64] sur le caractère fermionique des candidats à la matière sombre et leur densité relique ont conduit à exclure les WIMPs de masses inférieures à quelques  $\text{GeV}/c^2$ . Cependant, si la matière sombre est composée d'autres types de particules, cette limite peut être relâchée. Des candidats scalaires de masses de 1 à 100 MeV ont été proposés [65].

Si un tel candidat peut paraître *ad hoc* du point de vue de la physique des particules, il a été récemment motivé expérimentalement. L'émission de la raie  $\gamma$  à 511 keV observée par le satellite INTEGRAL (*INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*) provenant du centre galactique pourrait être le résultat de l'annihilation de particules de matière sombre légères en positrons qui s'annihileraient ensuite en produisant la raie  $\gamma$  observée. Ce scénario est compatible avec la densité de matière sombre observée [66].

- *Les candidats supersymétriques*

- *Les neutralinos*

Les neutralinos dans les modèles supersymétriques avec R-parité conservée sont les candidats privilégiés pour la matière sombre non-baryonique. Les deux chapitres suivants sont dédiés à leur présentation et à leur détection.

- *Les sneutrinos*

Les superpartenaires des neutrinos du Modèle Standard ont longtemps été considérés comme des candidats viables. Il a été montré que les sneutrinos auraient une densité relique d'intérêt cosmologique si leur masse se trouvait dans la plage  $550 - 2300 \text{ GeV}/c^2$ . Néanmoins, la section efficace de diffusion d'un sneutrino avec un nucléon est facilement calculable et est de loin plus grande que les limites fournies par les expériences de détection directe de matière sombre [67].

- *Les gravitinos*

Les gravitinos sont les superpartenaires du graviton. Dans certains modèles SUSY (modèles GMSB, *Gauge Mediated Supersymmetry Breaking*), les gravitinos sont les particules supersymétriques les plus légères et sont stables. Les gravitinos sont théoriquement fortement motivés mais, avec des interactions uniquement gravitationnelles, ils sont toutefois très difficiles à observer. De nombreuses études ont montré que les gravitinos posaient des problèmes en cosmologie [68, 69]. En particulier, leur présence pourrait affecter sérieusement les abondances des éléments légers primordiaux dans certains scénarii [70, 71, 72]. Les gravitinos pourraient aussi être produits trop abondamment dans l'Univers primordial si la température de réionisation n'est pas suffisamment basse [70]. Il existe toutefois des scénarii dans lesquels ces problèmes peuvent être évités [73]. Les gravitinos de masses  $\mathcal{O}(100) \text{ GeV}/c^2$  constituent des candidats potentiels à la matière sombre [74] mais restent hors de portée de la détection directe.

- *Les axinos*

Les axinos, superpartenaires de l'axion, ont, jusqu'à récemment, été considérés comme de la matière sombre tiède ou chaude [75]. Il a été cependant montré que pour des températures de reionisation de  $\sim 10^6 \text{ GeV}$ , des axinos de masses  $\sim 100 \text{ keV}/c^2$  pourraient être des candidats viables à la matière sombre froide [76].

En conclusion de ce chapitre, on retiendra que les résultats des différentes expériences de cosmologie observationnelle convergent vers un scénario dans lequel  $\sim 85\%$  de la matière est sous forme non-baryonique froide. A l'échelle locale, les courbes de rotation des galaxies indiquent aussi la présence d'un halo de matière sombre non-baryonique entourant le disque galactique. La Voie Lactée suit cette tendance, ce qui est permet d'envisager sa détection directe par l'intermédiaire d'expériences basées sur Terre. Nous verrons dans le chapitre suivant que les extensions supersymétriques du Modèle Standard de la physique des particules permettent de proposer un candidat privilégié à la matière sombre non-baryonique, le neutralino  $\tilde{\chi}$ .

## Chapitre 2

# La matière sombre supersymétrique

### Sommaire

1.1	Le modèle cosmologique standard . . . . .	15
1.2	Contenu énergétique de l'Univers . . . . .	20
1.3	Echelles des grandes structures . . . . .	25
1.4	Echelle galactique . . . . .	28
1.5	La matière sombre non-baryonique froide . . . . .	31
1.6	Zoologie des candidats à la matière sombre non-baryonique . . . . .	33

Dans un premier temps, après avoir rappelé les principales insuffisances du Modèle Standard de la physique des particules, son extension supersymétrique minimale sera présentée par l'intermédiaire des solutions qu'elle peut proposer. Quelques éléments de supersymétrie (SUSY) seront introduits et plus particulièrement les modèles SUSY minimaux (MSSM) qui fournissent un candidat idéal à la matière sombre non-baryonique : la particule supersymétrique la plus légère (LSP). Dans nombreux scénarii, la LSP est le neutralino le plus léger, qui a les propriétés requises pour constituer un candidat privilégié à la matière sombre non-baryonique. Les différentes contraintes, indirectes et directes, appliquées à sa recherche seront détaillées.

### 2.1 Insuffisances du Modèle Standard de la physique des particules

Le Modèle Standard de la physique des particules décrit les interactions forte, faible et électromagnétique des particules élémentaires. Il est basé sur un principe de jauge selon lequel les forces de la Nature sont médiées par l'échange de champs de jauge correspondant à un groupe local de symétrie. Le groupe de symétrie du Modèle Standard est :

$$SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1). \quad (2.1)$$



Les bosons de jauge, particules vectorielles de spin 1, sont composés de 8 gluons  $g_i$  correspondant à l'interaction forte, les bosons,  $W^\pm$  et  $Z$ , de l'interaction faible et le photon  $\gamma$  de l'interaction électromagnétique. Les champs de matière sont les fermions, de spin 1/2, composés de quarks et de leptons de trois générations. Le Modèle Standard présente une asymétrie droite-gauche caractérisée par différents nombres quantiques. Le secteur de Higgs est composé d'un doublet de champs de Higgs scalaires de spin 0. Celui-ci est introduit pour donner la masse des quarks, des leptons et des bosons  $W^\pm$  et  $Z$  par une brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Le lagrangien du Modèle Standard contient le jeu de paramètres libres suivant :

- 6 masses de quarks et 3 masses de leptons,
- 3 angles réels et 1 phase dans la matrice CKM,
- 3 couplages de jauge,
- 1 angle de mélange  $\theta_W$ , et
- la masse du boson de Higgs  $m_h$ .

Pour tenir compte des dernières mesures dédiées à l'oscillation des neutrinos, neuf paramètres supplémentaires doivent être ajoutés : trois masses de neutrinos, trois angles réels de mélange et trois phases pour la violation CP. D'autres paramètres sont à ajouter pour générer les masses des neutrinos.

La précision des prédictions du Modèle Standard atteint un accord à mieux que 5% avec les données expérimentales. Parmi ses confirmations expérimentales, on note par exemple la découverte des bosons  $W^\pm$  [77] et  $Z$  [78] et celle du quark top [79]. Toutes les particules ont été découvertes, excepté le boson de Higgs dont la masse est sévèrement contrainte avec les mesures électrofaibles effectuées à LEP [6].

Il semblerait cependant que le Modèle Standard ne soit qu'une théorie effective à basse énergie ( $\lesssim 1$  TeV). Il souffre toutefois d'insuffisances et de problèmes non résolus comme par exemple le grand nombre de paramètres libres, l'unification de l'interaction forte et électrofaible, le mécanisme de brisure électrofaible, le problème de la violation CP et l'origine du spectre des masses. Les sections suivantes présentent quelques notions de la supersymétrie et montrent que celle-ci d'apporter des éléments de réponse à un certain nombre de ses insuffisances.

## 2.2 Quelques éléments de supersymétrie

### 2.2.1 Notions de base

L'unification des quatre forces est l'idée des Théories de Grande Unification (*Grand Unified Theories*, *GUT*). Augmenter l'unification jusqu'aux distances de l'ordre de la longueur de Planck,  $l_{Pl} \sim 10^{-35}m$  pour inclure la gravité quantique. Toutefois le graviton, particule non découverte, médiateur de la force gravitationnelle, a un spin 2, alors que les autres bosons de jauge (photon, gluons, bosons  $W$  et  $Z$ ) ont un spin 1. L'unification dans le groupe du Modèle Standard  $U_Y(1) \times SU_L(2) \times SU_c(3)$  de ces bosons de spins différents n'est pas possible. L'algèbre de la SUSY permet cette unification [80]. La SUSY est une symétrie boson-fermion, l'application d'un générateur  $Q$  de l'algèbre SUSY permet le

passage d'un état bosonique à un état fermionique et vice versa :

$$Q|boson\rangle = |fermion\rangle \text{ et } Q|fermion\rangle = |boson\rangle \quad (2.2)$$

Ainsi, à partir de l'état du graviton de spin 2, on obtient par application du générateur SUSY, la chaîne d'état :

$$spin\ 2 \rightarrow spin\ 3/2 \rightarrow spin\ 1 \rightarrow spin\ 1/2 \rightarrow spin\ 0 \quad (2.3)$$

Ainsi, une partie de l'unification de la matière (fermion) aux forces (bosons) surgit de la tentative d'unifier la gravité aux autres interactions.

L'idée d'utiliser la supersymétrie provient du désir d'unifier les fermions aux bosons. Dans le Modèle Standard de la physique des particules, les bosons sont les médiateurs des interactions alors que les fermions sont les constituants de la matière. La supersymétrie permet d'obtenir un tableau "unifiant" la matière et les interactions en utilisant un algèbre de Lie gradé [80], c'est-à-dire impliquant des générateurs fermioniques satisfaisant des relations d'anticommutations. Ces générateurs permettent de relier les fermions aux bosons et vice versa par l'intermédiaire de charges  $Q_a$  de spin 1/2. L'algèbre de Lie auquel doivent satisfaire les opérateurs  $Q_a$ , est :

$$\{Q_a, \bar{Q}_b\} = 2\gamma_{ab}^\mu P_\mu$$

$$\{Q_a, P_\mu\} = 0$$

$$[\bar{Q}_a, M^{\mu\nu}] = \sigma_{\mu\nu}^{ab} Q^b$$

avec  $P_\mu$  et  $M_{\mu\nu}$  sont les opérateurs de l'impulsion quadridimensionnelle et du moment angulaire.

### 2.2.2 Le Modèle Standard supersymétrique minimum, MSSM

Le MSSM est l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard de la physique des particules dont les caractéristiques sont définies ci-après :

- tous les champs de jauge sont associés à des superpartenaires fermioniques appelés jauginos.
- Les fermions, quarks et leptons, sont associés à des partenaires scalaires, les sfermions composés des squarks et sleptons.
- Un champ de Higgs additionnel, pour un total de deux doublets de Higgs correspondant à cinq états de Higgs physiques, est introduit et associé à un higgsino de spin 1/2 pour chaque boson de Higgs. Ceci permet, entre autre, de donner de la masse aux quarks haut et bas en préservant la supersymétrie.

Les deux doublets de Higgs de champs scalaires complexes conduisent à huit degrés de liberté dont trois sont absorbés pour donner de la masse aux bosons  $W^\pm$  et  $Z$ . Cela conduit à cinq états propres de masses correspondant à cinq bosons de Higgs [46] : un pseudo-scalaire  $A$ , deux scalaires neutres  $h$  et  $H$  ( $m_h < m_H$ ) et deux scalaires chargés  $H^\pm$ . Le tableau 2.1 liste le spectre des particules du MSSM associées aux particules du Modèle Standard. Les winos  $\tilde{W}^\pm$  et higgsinos  $\tilde{H}_1^-, \tilde{H}_2^+$ , états propres de l'interaction, se

combinent pour donner les états propres de masses charginos  $\tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}$  et les bino  $\tilde{B}$  et wino  $\tilde{W}^3$  et higgsinos  $\tilde{H}^{0,1,2}$  donnent les quatre neutralinos  $\tilde{\chi}_i^0$ .

La R-parité<sup>1</sup> est un nombre quantique multiplicatif défini par :

$$R \equiv (-1)^{3(B-L)+2S}, \quad (2.4)$$

avec  $B$  le nombre baryonique,  $L$  le nombre leptonique et  $S$  le spin. Toutes les particules du Modèle Standard ont une R-parité égale à  $R = +1$  alors que leur superpartenaires, les sparticules, ont  $R = -1$ . La conservation de la R-parité a les conséquences suivantes :

- une sparticule ne peut se désintégrer qu'en un nombre impair de sparticules plus les particules du Modèle Standard.
- La production de sparticules s'effectue par paires.
- La particule la plus légère, LSP (*Lightest Supersymmetric Particle*), est par conséquent stable et ne peut se désintégrer que par annihilation par paires.

La nature de la LSP dans le MSSM est contrainte par de nombreuses observations. Elle est neutre de charge et de couleur. Dans le cas contraire, elle se serait agrégée avec la matière baryonique pour former des isotopes lourds, en contradiction avec les observations. Parmi les candidats neutres, il existe le sneutrino. Il a été déjà exclu par les expériences de recherche directe de matière sombre [32]. Bien que les

Particules et champs du Modèle Standard		Partenaires supersymétriques			
Symbole	Nom	Etats propres de l'interaction		Etats propres de masse	
		Symbole	Nom	Symbole	Nom
$q = d, c, b, u, s, t$	quark	$\tilde{q}_L, \tilde{q}_R$	squark	$\tilde{q}_1, \tilde{q}_2$	squark
$l = e, \mu, \tau$	lepton	$\tilde{l}_L, \tilde{l}_R$	slepton	$\tilde{l}_1, \tilde{l}_2$	slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	neutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
$g$	gluon	$\tilde{g}$	gluino	$\tilde{g}$	gluino
$W^{\pm}$	boson $W$	$\tilde{W}^{\pm}$	wino	$\tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}$	chargino
$H^{-}$	boson de Higgs chargé	$\tilde{H}_1^{-}$	higgsino		
$H^{+}$	boson de Higgs chargé	$\tilde{H}_2^{+}$	higgsino		
$B$	champ $B$	$\tilde{B}$	bino	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	neutralino
$W^3$	champ $W^3$	$\tilde{W}^3$	wino		
$H_1^0(H)$	boson de Higgs lourd	$\tilde{H}_1^0$	higgsino		
$H_2^0(h)$	boson de Higgs léger	$\tilde{H}_2^0$	higgsino		
$H_3^0$ (lié à $A$ )	boson de Higgs pseudo-scalaire				

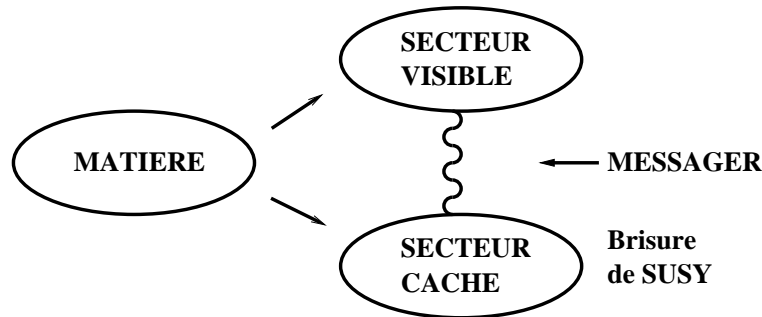
**TAB. 2.1** – Particules du Modèles Standard et leurs superpartenaires dans le MSSM.

<sup>1</sup>Les résultats récents de Super-Kamiokande fournissent la meilleure limite sur le temps de vie du proton :  $\tau_p > 5.0 \times 10^{33}$ . Les théories minimales SU(5) supersymétriques sont exclues. Si les théories GUT SUSY s'avèrent correctes, le proton doit se désintégrer. Il est à noter que la R-parité a été initialement introduite pour éviter la désintégration du proton [80].

axinos et les gravitinos ne peuvent a priori ne pas être exclus, ils auraient des interactions très faibles les rendant extrêmement difficiles à détecter, ce qui les rend moins intéressants d'un point de vue phénoménologique. Le neutralino le plus léger qui est la LSP dans de nombreux scénarii SUSY, est un excellent candidat à la matière sombre non-baryonique comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

Pour déterminer l'identité de la LSP dans un scénario donné, la brisure de supersymétrie doit être spécifiée. Si la supersymétrie n'était pas brisée, chaque superpartenaire aurait une masse identique à son partenaire du Modèle Standard et aurait été découverte. Cette brisure peut s'effectuer spontanément. Dans ce cas, l'annulation des divergences quadratiques ne peut être obtenue et le problème de hiérarchie ne peut être résolu. La brisure de SUSY est alors explicite. Elle est réalisée par l'intermédiaire de nouveaux termes introduits dans le lagrangien de façon à ne pas détruire la hiérarchie entre l'échelle électrofaible et celle de Planck [46].

Etant donné qu'aucun des champs du MSSM ne peut donner une valeur dans le vide non nulle pour briser la SUSY, la brisure spontanée de SUSY a lieu par l'intermédiaire d'un autre champ. Le scénario le plus commun pour produire une brisure spontanée de SUSY à basse énergie est basé sur l'existence d'un secteur caché [81]. Il existe deux secteurs : la matière appartient à celui visible, alors que le second, le secteur caché, contient les champs qui conduisent à la brisure de la SUSY. Ces secteurs interagissent par l'intermédiaire d'un champ appelé messenger, qui transmet la brisure de SUSY du secteur caché au secteur visible. Il existe quatre mécanismes pour transmettre la brisure de SUSY du secteur caché au



**FIG. 2.1** – Secteurs visible et caché dans le MSSM.

secteur visible suivant la nature du médiateur. Lorsque la brisure est propagée par la gravité (SUGRA), la LSP est le plus léger des neutralinos. C'est dans ce cadre d'étude que nous nous placerons dans la suite. Dans le cas d'un champ de jauge (GMSB), la LSP est généralement le gravitino. Les deux autres types de messagers sont une anomalie (AMSB) ou un jaugino [46].

Le MSSM contient alors 124 paramètres dont la plupart consiste en des masses de particules et des angles de mélange. Dans le but de pouvoir effectuer des études phénoménologiques, un jeu d'hypothèses peut être fait pour réduire l'espace des paramètres SUSY comme présenté dans la suite.

### 2.2.3 Le MSSM phénoménologique, pMSSM

Le nombre de paramètres libres dans le MSSM non contraint est de 124. Ce grand nombre de paramètres rend les études phénoménologiques compliquées. Un MSSM phénoménologiquement viable est défini à l'aide des hypothèses suivantes [82] :

- (i) tous les paramètres de brisure douce de SUSY sont réels empêchant de nouvelles sources de violation CP, autres que celle de la matrice CKM,
- (ii) les matrices pour les masses des sfermions et pour les couplages trilinéaires sont diagonales, impliquant l'absence de courant neutre changeant la saveur (*FNCN*) à l'arbre,
- (iii) L'universalité des première et seconde générations de sfermions à basse énergie.

Ces hypothèses conduisent à un modèle à 22 paramètres :  $\tan\beta$ , le rapport des valeurs les plus probables dans le vide des deux doublets de Higgs,  $m_{H_u}^2, m_{H_d}^2$ , le carré des paramètres de masses des Higgs,  $M_1, M_2, M_3$ , les paramètres de masses du bino, wino et gluino, les 10 paramètres de masses des sfermions et les 6 couplages trilinéaires.

Un tel modèle est plus prédictif et plus facile à étudier d'un point de vue phénoménologique. Le paramètre de masse des higgsinos  $|\mu|$  (au signe près) et le terme de brisure douce de la SUSY sont déterminés par la condition de brisure électrofaible [82]. On utilise habituellement le pseudo-scalaire  $M_A$  et le paramètre  $\mu$  à la place de  $m_{H_u}^2$  et  $m_{H_d}^2$ .

### 2.2.4 Le modèle mSUGRA

Dans ce modèle, la brisure douce de SUSY a lieu dans un secteur caché qui communique avec le secteur visible uniquement à travers l'interaction gravitationnelle. Un jeu de conditions d'unification à l'échelle GUT est souvent imposé<sup>2</sup> pour réduire plus encore l'espace des paramètres. Dans le modèle mSUGRA, ces conditions sont :

- l'unification des masses des jauginos :  $M_1(E_{GUT}) = M_2(E_{GUT}) = M_3(E_{GUT}) \equiv m_{1/2}$ ,
- l'universalité des masses des scalaires,  $m_{\tilde{q}}(E_{GUT}) = m_{\tilde{l}}(E_{GUT}) = m_H(E_{GUT}) \equiv m_0$ , et
- l'universalité de couplages trilinéaires,  $A_u(E_{GUT}) = A_d(E_{GUT}) = A_l(E_{GUT}) \equiv A_0$ .

La brisure de symétrie électrofaible (EWSB) permet d'obtenir la valeur de  $\mu^2$ . Ce modèle est donc basé sur les 4 paramètres libres et un signe inconnu :

$$\tan\beta, m_{1/2}, m_0, A_0, \text{sign}(\mu). \quad (2.5)$$

Tous les paramètres sont obtenus à l'échelle électrofaible à l'aide des équations du groupe de renormalisation [46]. La relation standard entre les masses des jauginos  $M_1$  et  $M_2$  des superpartenaires des bosons de jauge de U(1) et SU(2) à l'échelle électrofaible est donnée par :

$$M_1 = \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W M_2 \quad (2.6)$$

avec  $\theta_W$ , l'angle de Weinberg, ce qui conduit à  $M_1 \simeq 0.5 M_2$ .

<sup>2</sup>Le lecteur trouvera une description détaillée du modèle mSUGRA dans [82].

### 2.2.5 Les modèles non-universaux et la non-unification des masses des jauginos à l'échelle GUT

Les modèles universaux permettent de définir les matrices de masses des charginos et des neutralinos à l'aide de trois paramètres :  $M_2$ ,  $\mu$  et  $\tan\beta$ . Toutefois, la non-unification des masses des jauginos se retrouvent dans une grande variété de modèles au-delà de mSUGRA comme par exemple, les modèles inspirés des supercordes avec des champs de moduli ou de dilaton [83], les modèles à brisure de SUSY par une anomalie (AMSB) [84]. Pour étudier la possibilité d'avoir des masses jauginos de U(1) et SU(2) non-unifiées, un paramètre libre supplémentaire  $R$  peut être introduit :

$$M_1 \equiv R M_2 \quad (2.7)$$

Il permet d'étudier le départ de l'unification des jauginos à l'échelle GUT.

### 2.2.6 Le neutralino le plus léger $\tilde{\chi}$

Dans le MSSM, les superpartenaires des bosons de jauge  $B$  et  $W^3$  de U(1) et SU(2) et des bosons de Higgs,  $H_1^0$  et  $H_2^0$ , se mélangent pour donner quatre états propres de masses fermioniques de Majorana, appelés neutralinos  $\tilde{\chi}_{i=1,2,3,4}^0$ . Dans la base  $(\tilde{B}, \tilde{W}_3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$ , la matrice de masse des neutralinos est donnée par :

$$\mathcal{M}_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos\beta \sin\theta_W & M_Z \sin\beta \sin\theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z \cos\beta \cos\theta_W & -M_Z \sin\beta \cos\theta_W \\ -M_Z \cos\beta \sin\theta_W & M_Z \cos\beta \cos\theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin\beta \sin\theta_W & -M_Z \sin\beta \cos\theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.8)$$

avec  $M_1$  and  $M_2$  les paramètres de masse respectivement du bino et du wino et  $\tan\beta$  le rapport des valeurs espérées dans le vide des bosons de Higgs.  $\mu$  est le paramètre de masse des higgsino. Dans la suite, le neutralino le plus léger sera noté  $\tilde{\chi} \equiv \tilde{\chi}_1^0$ . Il est défini comme la combinaison linéaire de plus basse masse de  $\tilde{B}$ ,  $\tilde{W}_3$ ,  $\tilde{H}_1^0$  et  $\tilde{H}_2^0$  :

$$\tilde{\chi} = N_{11}\tilde{B} + N_{12}\tilde{W}_3 + N_{13}\tilde{H}_1^0 + N_{14}\tilde{H}_2^0 \quad (2.9)$$

La fraction de jaugino est définie par :

$$f_G = N_{11}^2 + N_{12}^2, \quad (2.10)$$

et la fraction de higgsino par :

$$f_H = N_{13}^2 + N_{14}^2. \quad (2.11)$$

On verra dans le chapitre 10 l'influence de la composition du neutralino  $\tilde{\chi}$  en terme de section efficace d'interaction axiale avec les nucléons. Le neutralino le plus léger étant la LSP dans de nombreux scénarii, il constitue un candidat privilégié pour la matière sombre non-baryonique. Il est également recherché activement auprès des accélérateurs. Cependant, il ne peut être signé par détection directe dans les accélérateurs car il est neutre de charge et de couleur ni par ses produits de désintégration. Il existe toutefois des contraintes indirectes obtenues auprès des accélérateurs.

## 2.3 Motivations en physique des particules

### 2.3.1 Unification des constantes de couplage

L'une des motivations principales pour la SUSY est reliée aux théories d'unification [10] qui sont basées sur l'idée que le groupe de jauge augmente avec l'énergie. En négligeant la force de gravité étant donnée sa très faible intensité, toutes les interactions ne sont que différentes branches d'une seule interaction associée à un unique groupe de jauge, l'unification ayant lieu à haute énergie :

	Basse énergie		$\Rightarrow$	Haute énergie
	$\mathcal{O}(10^2)$ GeV			$\sim 10^{16}$ GeV
$SU_c(3)$	$\otimes$	$SU_L(2)$	$\otimes$	$U_Y(1)$
$\Rightarrow$		$\Rightarrow$		$G_{GUT}$
gluons		$W, Z$	$\Rightarrow$	bosons de jauge
quarks		leptons	$\Rightarrow$	fermions
$g_3$		$g_2$	$\Rightarrow$	$g_1$
			$\Rightarrow$	$g_{GUT}$

Etant donné la grande différence entre les valeurs des couplages de l'interaction forte ( $g_3$ ), faible ( $g_2$ ) et électromagnétique ( $g_1$ )<sup>3</sup>, l'unification de ces interactions paraît difficile. En réalité, les constantes de couplages  $\alpha_i$  reliées à  $g_i$  par la relation 2.12, dépendent de l'énergie. Cette dépendance est décrite par les équations du groupe de renormalisation et est confirmée expérimentalement [85] :

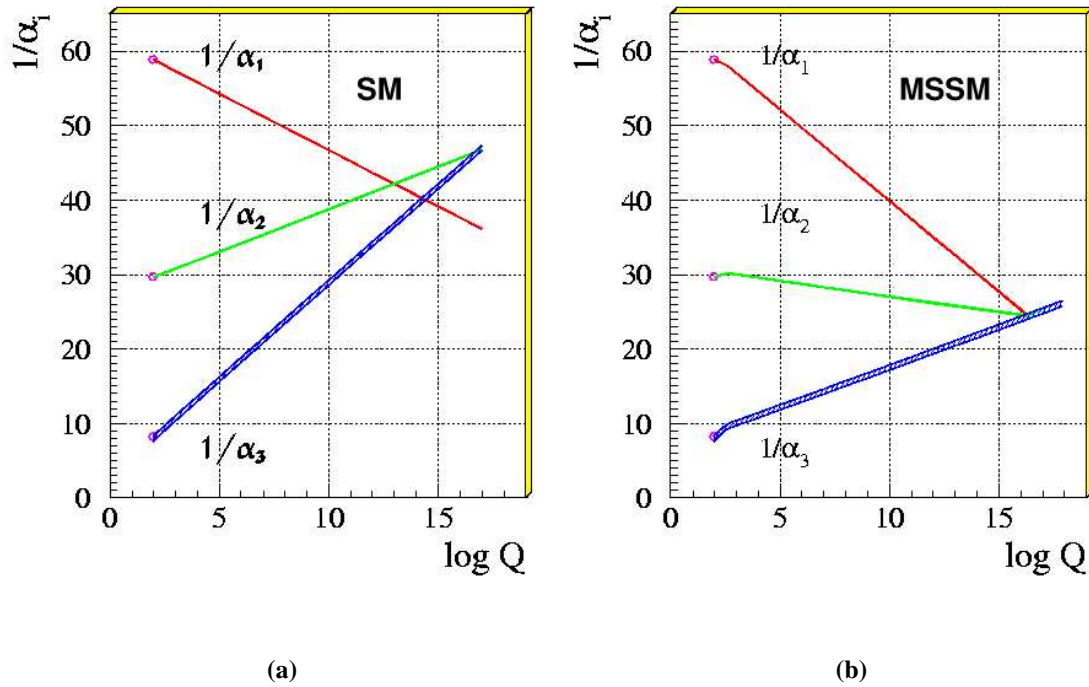
$$\alpha_i = \alpha_i(Q^2), \quad \alpha_i \equiv g_i^2/4\pi \quad (2.12)$$

Dans le Modèle Standard, les couplages fort et faible diminuent avec l'énergie contrairement à celui associé à l'interaction électromagnétique. Il est donc possible qu'à une échelle d'énergie, elles deviennent égales. Dans les théories GUT, cette unification est une manifestation de l'origine unique des trois interactions. Une brisure de symétrie spontanée entraîne la séparation en trois branches de l'interaction unique, correspondant aux interactions du Modèle Standard. Ceci a lieu à une énergie de l'ordre de  $10^{16}$  GeV. La figure 2.2 présente l'évolution des constantes de couplage des trois interactions ( $1/\alpha_i$ ) en fonction de l'énergie ( $Q$ ) dans le Modèle Standard (MS) (a) et le MSSM (b), extension supersymétrique minimale du Modèle Standard. Dans le premier cas, l'unification des constantes de couplages en un seul point n'est pas possible. Celle-ci est exclue à plus de  $8\sigma$  [46]. L'unification n'est possible que si de la nouvelle physique intervient entre l'échelle électrofaible ( $\mathcal{O}(100)$  GeV) et celle de Planck. Le MSSM permet cette unification.

### 2.3.2 Solution au problème de hiérarchie

L'apparition des échelles électrofaible  $M_W$  et de grande unification  $M_{GUT}$  dans la théorie, pose le problème de la hiérarchie. Deux aspects de ce problème existent.

<sup>3</sup>D'après LEP, on a à l'échelle de la masse du boson Z :  $\alpha_1(M_Z) = 0.017$ ,  $\alpha_2(M_Z) = 0.034$ ,  $\alpha_3(M_Z) = 0.118 \pm 0.003$



**FIG. 2.2** – Evolution de l'inverse des constantes de couplages électromagnétique ( $\alpha_1$ ), faible ( $\alpha_2$ ) et fort ( $\alpha_3$ ) dans le Modèle Standard (a) et dans l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard, MSSM (b) en fonction du logarithme de l'énergie  $Q$  (GeV). Les particules SUSY ne contribuent qu'au dessus de l'échelle SUSY ( $\sim 1$  TeV), ce qui entraîne une rupture de pente dans l'évolution des constantes de couplages. L'épaisseur des lignes représente l'erreur dans ces couplages. Figure extraite de [46].

- Tout d'abord, l'existence de la hiérarchie. Pour obtenir le schéma de brisure spontanée de symétrie, on a besoin de

$$\begin{aligned} m_H &\sim 10^2 \text{ GeV} & \frac{m_H}{m_\Sigma} &\sim 10^{-14} \ll 1, \\ m_\Sigma &\sim 10^{16} \text{ GeV} \end{aligned} \quad (2.13)$$

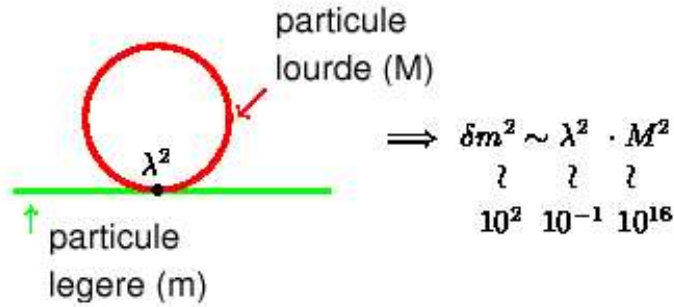
$H$  et  $\Sigma$  sont les champs de Higgs responsables respectivement de la brisure spontanée de  $SU(2)$  et du groupe de GUT. La question qui se pose est de savoir comment obtenir un nombre si faible de manière naturelle. Y-a-t-il un ajustement fin dans la théorie ?

- Le second aspect est la conservation de cette hiérarchie. Si la hiérarchie donnée par (2.13) est conservée, les corrections radiatives aux masses des particules la détruiront.

Considérons les corrections radiatives à la masse du Higgs dont le diagramme de Feynman est présenté par la figure 2.3. Celles-ci sont données par la masse au carré de la particule lourde et détruisent la hiérarchie si elles ne sont pas annulées. Une annulation avec une précision de l'ordre de  $10^{-14}$  est requise.

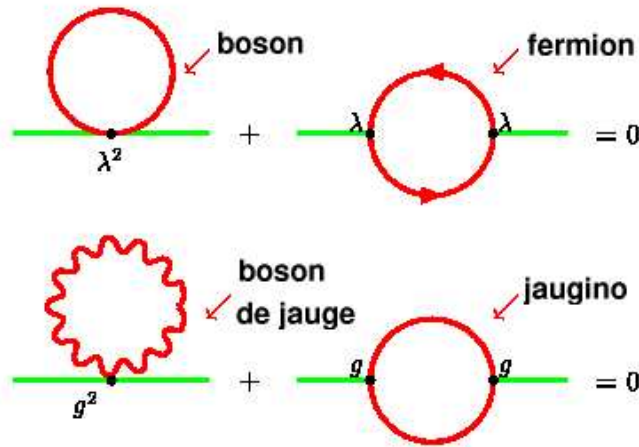


Une possibilité pour obtenir l'annulation des termes quadratiques, connue sous le nom d'annulation des



**FIG. 2.3** – Correction radiative à la masse du boson de Higgs. Figure adaptée de [46].

divergences quadratiques, est la supersymétrie. Celle-ci permet l'annulation des corrections quadratiques à tous les ordres de la théorie des perturbations. Ceci est dû aux contributions des superpartenaires des particules ordinaires. La contribution des boucles de boson annule celle provenant des fermions à cause d'un facteur (-1) provenant de la statistique de Fermi comme présentée sur la figure 2.4. Il y a deux



**FIG. 2.4** – Annulation des divergences quadratiques. Figure adaptée de [46].

contributions de deux types. La première ligne est la contribution du boson de Higgs et de son superpartenaire, la force de l'interaction étant donnée par le couplage de Yukawa  $\lambda$ . La deuxième ligne représente l'interaction de jauge proportionnelle au couplage  $g$  avec la contribution du boson de jauge et du jaugino. L'annulation des termes quadratiques a lieu dans les deux cas. Dans le cas de supersymétrie brisée, cette annulation est vraie jusqu'à l'échelle de brisure de la SUSY ( $\sim 1$  TeV). La théorie des perturbations exigeant que la correction à la masse de boson de Higgs n'excède pas la masse elle-même, on obtient :

$$\delta M_h^2 \sim g^2 M_{SUSY}^2 \sim M_h^2. \quad (2.14)$$

Avec  $M_h \sim 10^2 \text{ GeV}/c^2$  et  $g \sim 10^{-1}$ , on a  $M_{SUSY} \sim 10^3 \text{ GeV}/c^2$ .

La supersymétrie est par ailleurs motivée par l'objectif de la construction d'une théorie unifiée du tout. En effet, dans la théorie des supercordes, les cordes sont considérées comme les objets fondamentaux, les particules ordinaires étant des modes d'excitation de la corde. Les excitations de masse nulle correspondant aux particules du Modèle Standard, doivent être stables ce qui suppose l'absence de tachyons, états de masse imaginaire, qui ne peut être garantie que dans les théories de cordes supersymétriques [46].

### 2.3.3 Indices expérimentaux

Il existe des indices expérimentaux provenant des données électrofaibles de grande précision qui rendent la supersymétrie très attrayante. L'existence probable d'un boson de Higgs de masse inférieure à  $200 \text{ GeV}/c^2$  [86] est parfaitement compatible avec les calculs dans les extensions supersymétriques minimales du Modèle Standard dans lesquelles le plus léger des bosons de Higgs a une masse inférieure à  $130 \text{ GeV}/c^2$  [87].

Un autre indice est la différence d'intensité entre les interactions de jauge. Celles-ci peuvent être calculées jusqu'aux grandes échelles en énergies, en utilisant les équations de groupe de renormalisation pour voir si l'unification a lieu comme le prédisent les théories de grande unification. Cette unification n'est pas possible si la supersymétrie n'est pas incluse dans les calculs. Dans ce cas, les théories GUT donnent  $\sin^2\theta_W = 0.214 \pm 0.004$ , alors que la valeur expérimentale à la masse du Z est :  $0.23149 \pm 0.00017$ . Les théories GUT supersymétriques prédisent  $\sin^2\theta_W \sim 0.232$ , l'erreur dépendant de l'hypothèse sur la masse des sparticules, la valeur préférée étant de l'ordre du TeV comme le suggèrent de manière indépendante, les arguments sur la hiérarchie des masses.

## 2.4 Le modèle phénoménologique effectif implémenté dans DarkSUSY

### 2.4.1 Présentation

Ce modèle est utilisé lorsqu'on se concentre sur les aspects de la phénoménologie SUSY reliée au neutralino en tant que candidat à la matière sombre. Il s'agit plus d'une description adéquate pour la phénoménologie de la matière sombre supersymétrique que d'un modèle théorique à proprement parlé. Ce modèle utilisé dans le programme DarkSUSY [88], est basé sur le jeu de paramètres :

$$\tan\beta, M_2, m_0, A_{t,b}, \mu, M_A. \quad (2.15)$$

où  $A_{t,b}$  sont les couplages trilinéaires. Contrairement au modèle mSUGRA, les sept paramètres d'entrée sont donnés à l'échelle électrofaible impliquant l'absence de l'utilisation des équations du groupe de renormalisation. Ce modèle effectif sera étudié à l'aide du code DarkSUSY dans le chapitre 10.

### 2.4.2 Les contraintes indirectes

Les deux types de contraintes détaillés dans cette section seront appliqués aux modèles SUSY obtenus dans l'étude présentée dans le chapitre 10 et permettront de les sélectionner.

#### a) Le moment magnétique anomal du muon, $a_\mu = (g_\mu - 2)/2$

La mesure du moment magnétique anomal du muon,  $a_\mu \equiv (g_\mu - 2)/2$ , est en désaccord avec la prédiction du Modèle Standard, ce qui semble indiquer un signal de nouvelle physique. Les mesures faites à BNL donnent [89] :

$$a_\mu^{exp} \times 10^{10} = 11659208(6) \quad (2.16)$$

Les données  $e^+e^-$  et  $\tau$  sont en désaccord avec la valeur expérimentale à  $2.7\sigma$  et  $1.4\sigma$  [89]. La contribution de particules supersymétriques pourrait permettre de réduire cet écart. En effet, celles-ci entraînent de nouveaux diagrammes qui peuvent contribuer à  $\delta a_\mu$  et particulièrement deux diagrammes à une boucle : la boucle chargino-sneutrino et la boucle neutralino-smuon. Ces contributions peuvent avoir des effets importants notamment pour des valeurs élevées de  $\tan\beta$ . Pour le moment magnétique anomal du muon, la limite choisie pour l'étude phénoménologique du chapitre 10, tenant compte des résultats  $e^+e^-$  et  $\tau$  [90] combinés à  $3\sigma$ , est :

$$-25 \leq a_\mu \times 10^{10} \leq 69 \quad (2.17)$$

Les modèles SUSY définis dans le chapitre 10 seront contraints à donner des prédictions dans l'intervalle ci-dessus.

#### b) Le rapport de branchement de la désintégration rare $b \rightarrow s + \gamma$

Le rapport de branchement de la désintégration rare  $b \rightarrow s + \gamma$  est particulièrement intéressant pour les études SUSY et celles concernant les autres phénoménologies au-delà du Modèle Standard. La valeur expérimentale extraite des mesures de BABAR, CLEO, BELLE et ALEPH [6] est :

$$BR(b \rightarrow s + \gamma) = (3.23 \pm 0.42) \times 10^{-4} \quad (2.18)$$

Dans de nombreux scénarii, les contributions de nouvelles physiques à ce processus pourraient considérablement modifier la prédiction du Modèle Standard. Dans le cadre de la SUSY, ce processus reçoit des contributions des boucles de bosons de Higgs chargés légers et de chargino/stop qui peuvent s'avérer importantes. Cette contrainte est très forte pour la SUSY et impose des restrictions sévères particulièrement pour les grandes valeurs de  $\tan\beta$ .

Etant donné que de nombreuses contributions restent à clarifier, une plage conservative concernant la valeur du rapport de branchement de  $b \rightarrow s + \gamma$  sera utilisée pour l'étude phénoménologique. La plage permise pour les modèles SUSY est de  $2\sigma$  par rapport à la valeur expérimentale avec 10% d'erreurs

permettant de tenir compte des incertitudes sur les paramètres SUSY. La plage choisie pour l'étude phénoménologique du chapitre 10, dans laquelle la prédiction des modèles SUSY doit tomber est :

$$2.04 \leq BR(b \rightarrow s + \gamma) \times 10^4 \leq 4.42 \quad (2.19)$$

D'autres contraintes peuvent être appliquées pour sélectionner les modèles SUSY viables. Le rapport de branchement de la désintégration  $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , dont une mesure de la valeur supérieure est donnée par l'expérience CDF [91], pourrait être utilisé car des contributions provenant de boucles de particules SUSY pourraient significativement augmenter sa valeur. Cette contrainte, non incluse dans DarkSUSY, ne sera pas utilisée pour l'étude menée dans le chapitre 10.

### 2.4.3 Les contraintes directes

#### a) Les limites sur les masses des particules

LEP2 a placé des limites très robustes sur les particules SUSY chargées. Des masses de charginos ont été exclues jusqu'à  $103 \text{ GeV}/c^2$ . Cette limite peut être toutefois abaissée dans le cas où les sneutrinos ont une masse inférieure à  $\sim 200 \text{ GeV}/c^2$  [6]. Si la différence de masse entre la LSP et la NLSP (*Next to Lightest Supersymmetric Particle*) est de  $\mathcal{O}(1 \text{ GeV}/c^2)$ , la limite sur la masse du chargino  $M_{\chi^\pm}$  peut être abaissée à  $100 \text{ GeV}/c^2$  [92]. Les limites sur les particules chargées ne contraignent qu'indirectement la masse du neutralino  $\tilde{\chi}$  candidat à la matière sombre. En SUSY, les masses des charginos et des neutralinos sont reliées dans certains modèles par la relation d'unification des masses des jauginos. Bien que cette relation soit souvent supposée, il est possible que le schéma d'unification de leurs masses soit plus complexe. Dans le cas où l'unification des masses est supposée à l'échelle GUT, la limite sur la masse du chargino induit à l'aide de l'équation (2.6) une limite sur la masse du neutralino  $M_{\tilde{\chi}} \gtrsim 50 \text{ GeV}/c^2$ . Dans le cas où la condition d'unification est relâchée, le neutralino peut être beaucoup plus léger et la limite précédente n'est plus valide. Dans le cadre de notre étude phénoménologique, une limite robuste sera utilisée sur la masse du chargino [6] :

$$M_{\chi^\pm} > 103 \text{ GeV}/c^2 \quad (2.20)$$

Dans les modèles où le boson de Higgs pseudo-scalaire  $A$  est lourd  $M_A > 200 \text{ GeV}/c^2$ , la limite sur la masse du Higgs le plus léger est obtenue à l'aide des mesures LEP2 :  $m_h > 114.4 \text{ GeV}/c^2$ . Dans les modèles avec un Higgs pseudo-scalaire léger,  $M_A \lesssim 200 \text{ GeV}/c^2$ , cette contrainte est abaissée. Les résultats combinés des expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL donnent alors [93] :

$$M_h > 91 \text{ GeV}/c^2 \quad (2.21)$$

Le tableau 2.2 indique les limites récentes sur les particules SUSY provenant des résultats obtenus sur accélérateurs ainsi que les conditions dans lesquelles elles sont obtenues.

Particules	Condition	Limite inférieure (GeV/c <sup>2</sup> )	Source
Chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$	$M_{\tilde{\nu}} > 200 \text{ GeV}/c^2$	103	LEP2
	$\Delta M = \mathcal{O}(1 \text{ GeV}/c^2)$	91	LEP SUSY
	$M_{\tilde{\nu}} > M_{\tilde{\chi}^\pm}$	85	LEP2
Gluino $\tilde{g}$	$M_{\tilde{q}} > M_{\tilde{g}}$	195 <sup>†</sup>	CDF
	$M_{\tilde{q}} = M_{\tilde{g}}$	300 <sup>†</sup>	CDF
Neutralino LSP $\tilde{\chi}_1^0$	$\forall \tan\beta, M_{\tilde{\nu}} > 500 \text{ GeV}/c^2$	39 <sup>†</sup>	LEP2
	$\forall \tan\beta, \forall M_0$	36 <sup>†</sup>	LEP2
	$\forall \tan\beta, \forall M_0, \text{SUGRA}$	59 <sup>†</sup>	LEP2
$\tilde{\chi}_i^0$ ( $i \geq 2$ )	$1 < \tan\beta < 40$	$M_{\tilde{\chi}_2^0} > 62$	LEP SUSY
	$1 < \tan\beta < 40$	$M_{\tilde{\chi}_3^0} > 99$	LEP SUSY
	$1 < \tan\beta < 40$	$M_{\tilde{\chi}_4^0} > 62$	LEP SUSY
Squark $\tilde{q}$	$M_{\tilde{q}} = M_{\tilde{g}}$	195	CDF
Slepton $\tilde{l}$	$\Delta M > 10 \text{ GeV}/c^2$	$M_{\tilde{e}} > 99$	LEP SUSY
	$\Delta M > 10 \text{ GeV}/c^2$	$M_{\tilde{\mu}} > 96$	LEP SUSY
	$M_{\tilde{\chi}_1^0} < 20 \text{ GeV}/c^2$	$M_{\tilde{\tau}} > 92$	LEP SUSY
		$M_{\tilde{\nu}} > 43$	Largeur du Z
Higgs A		91	LEP SUSY
Higgs h		91	LEP SUSY

**TAB. 2.2** – Limites inférieures sur les masses des particules SUSY. Les valeurs sont extraites de [6]. Les valeurs ayant le symbole <sup>†</sup> sont obtenues en supposant l'unification des jauginos à l'échelle GUT.  $\Delta M$  fait référence à la différence de masse entre la sparticule  $i$  et le neutralino LSP.

### b) La densité relique de neutralinos $\tilde{\chi}$

Les modèles supersymétriques avec un neutralino LSP doivent fournir une densité relique compatible avec la limite supérieure sur la densité de matière sombre froide donnée par WMAP (cf. section 1.5). La borne inférieure sur la densité relique de neutralinos  $\tilde{\chi}$  est déterminée de telle façon qu'ils contri-

buent de manière non négligeable à la densité de matière sombre froide. Des contributions autres que le neutralino à la matière sombre froide sont ainsi autorisées. i.e. la possibilité que celle-ci ne soit pas exclusivement composée de neutralino est ainsi envisagée. La borne supérieure sur la densité relique de neutralinos  $\Omega_{\tilde{\chi}} h^2$ , est déterminée à partir de la valeur centrale de matière sombre froide ( $\Omega_{CDM} h^2 = 0.1126$ ) à  $\sim 4.5 \sigma$ . La borne inférieure est choisie de telle sorte à conserver les modèles SUSY fournissant une densité  $\Omega_{\tilde{\chi}} h^2$  au moins égale à la densité de baryons. Les modèles SUSY sélectionnés pour l'étude phénoménologique correspondent à une densité relique de neutralinos  $\tilde{\chi}$  comprise dans la plage :

$$0.02 \leq \Omega_{\tilde{\chi}} h^2 \leq 0.15 \quad (2.22)$$

Après avoir présenté les motivations des extensions supersymétriques du Modèle Standard de la physique des particules et la particule supersymétrique la plus légère qu'elles proposent comme candidat ayant les caractéristiques requises pour composer la matière sombre non-baryonique, le chapitre suivant détaille la détection des neutralinos  $\tilde{\chi}$  ainsi que les expériences dédiées à sa recherche.



## Chapitre 3

# Détection de neutralinos $\tilde{\chi}$ candidats à la matière sombre non-baryonique

### Sommaire

2.1	Insuffisances du Modèle Standard de la physique des particules . . . . .	37
2.2	Quelques éléments de supersymétrie . . . . .	38
2.3	Motivations en physique des particules . . . . .	44
2.4	Le modèle phénoménologique effectif implémenté dans DarkSUSY . . . . .	47

Ce chapitre présente dans un premier temps les caractéristiques des WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*) comme particules privilégiées constituant la matière sombre non-baryonique et plus particulièrement celles du neutralino  $\tilde{\chi}$  proposé par la SUSY, qui se place comme un candidat très prometteur. Les techniques de détections dédiées à sa recherche seront présentées ainsi que les milieux sensibles utilisés. L'intérêt de l' $^3\text{He}$  comme noyau cible sera détaillé ainsi que les différents bruits de fond à la détection de neutralinos  $\tilde{\chi}$  pour un détecteur à  $^3\text{He}$  permettant d'en définir ses atouts pour la recherche du signal WIMP.

### 3.1 Gel des WIMPs et densité relique de neutralinos $\tilde{\chi}$

Les WIMPs, notés  $\tilde{\chi}$  ci-après, sont produits comme une relique thermique du Big Bang. Dans l'Univers primordial, ces derniers sont en équilibre thermique. Ils s'annihilent en particules plus légères et vice-versa tant que la température est supérieure à leur énergie de repos ( $kT \geq M_{\tilde{\chi}}c^2$ ). A mesure que l'Univers se refroidit par expansion, les taux d'interaction peuvent devenir trop faibles et leur production d'autant plus difficile. Pour une température inférieure à  $M_{\tilde{\chi}}c^2$ , seul le processus d'annihilation subsiste. Leur densité diminue jusqu'à ce que le taux d'annihilation devienne inférieur au taux d'expansion. Leur densité est alors "gelée". Leur nombre tend vers une constante non nulle qui survit jusqu'aujourd'hui et



est relié à leur densité relique.

Ce processus est décrit quantitativement par l'équation de Boltzmann [32] :

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - \langle \sigma_A v \rangle (n^2 - n_{eq}^2) , \quad (3.1)$$

où  $n$  est la densité de la particule  $\tilde{\chi}$ ,  $H$  le paramètre de Hubble,  $\langle \sigma_A v \rangle$  la section efficace d'annihilation moyennée thermiquement, et  $n_{eq}$  la densité à l'équilibre thermique<sup>1</sup>. Le premier terme dans le membre de droite de l'équation (3.1) rend compte de l'expansion de l'Univers. Le terme en  $n^2$  provient des processus  $\tilde{\chi}\tilde{\chi} \rightarrow f\bar{f}$  qui détruisent les particules  $\tilde{\chi}$ , et le terme  $n_{eq}^2$  est lié au processus inverse  $f\bar{f} \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi}$  qui crée les particules  $\tilde{\chi}$ .

Il est courant d'utiliser le changement de variable du temps à la température  $t \rightarrow x \equiv m/T$ , où  $m$  est la masse de la particule  $\tilde{\chi}$ , et de remplacer la densité par la densité comobile  $n \rightarrow Y \equiv n/s$  où  $s$  est la densité entropique. Il est utile de remarquer que l'expansion de l'Univers n'a pas d'effet sur  $Y$  car  $s$  est proportionnelle à l'inverse du volume de l'Univers. L'équation (3.1) se réécrit en terme de ces nouvelles variables sous la forme :

$$\frac{x}{Y_{eq}} \frac{dY}{dx} = -\frac{n_{eq}\langle \sigma_A v \rangle}{H} \left( \frac{Y^2}{Y_{eq}^2} - 1 \right). \quad (3.2)$$

Cette forme permet de montrer clairement qu'avant le gel, lorsque le taux d'annihilation est grand,  $Y$  tend vers sa valeur d'équilibre  $Y_{eq}$ . Après le gel,  $Y$  tend vers une constante. Celle-ci est déterminée par le taux d'annihilation  $\langle \sigma_A v \rangle$ . Plus ce dernier est grand, plus longtemps  $Y$  suit sa valeur d'équilibre  $Y_{eq}$  qui décroît exponentiellement, et plus faible est la densité relique obtenue. Ce comportement est représenté sur la figure 3.1.

Considérons des WIMPs avec des masses et des taux d'annihilation de l'ordre de l'échelle électrofaible :  $m^2 \sim \langle \sigma_A v \rangle^{-1} \sim M_W^2$ . La température de gel,  $T_{gel}$ , s'obtient en résolvant l'équation de gel :  $\Gamma = H$ , où  $\Gamma = n_{eq}^{\tilde{\chi}} \langle \sigma_A v \rangle$  est le taux d'annihilation de  $\tilde{\chi}$  et  $H$  le taux d'expansion de l'Univers. Cette équation traduit le fait que la densité de  $\tilde{\chi}$  diminue exponentiellement jusqu'à ce que le taux d'annihilation  $\Gamma$  devienne inférieur au taux d'expansion  $H$ . La résolution de cette équation s'effectue à l'aide de la valeur  $n_{eq}^{\tilde{\chi}}$  et de celle de  $H$ . Pour une particule non-relativiste ( $m \gg T$ ) à l'équilibre thermique avec l'approximation de Maxwell-Boltzmann, on obtient :

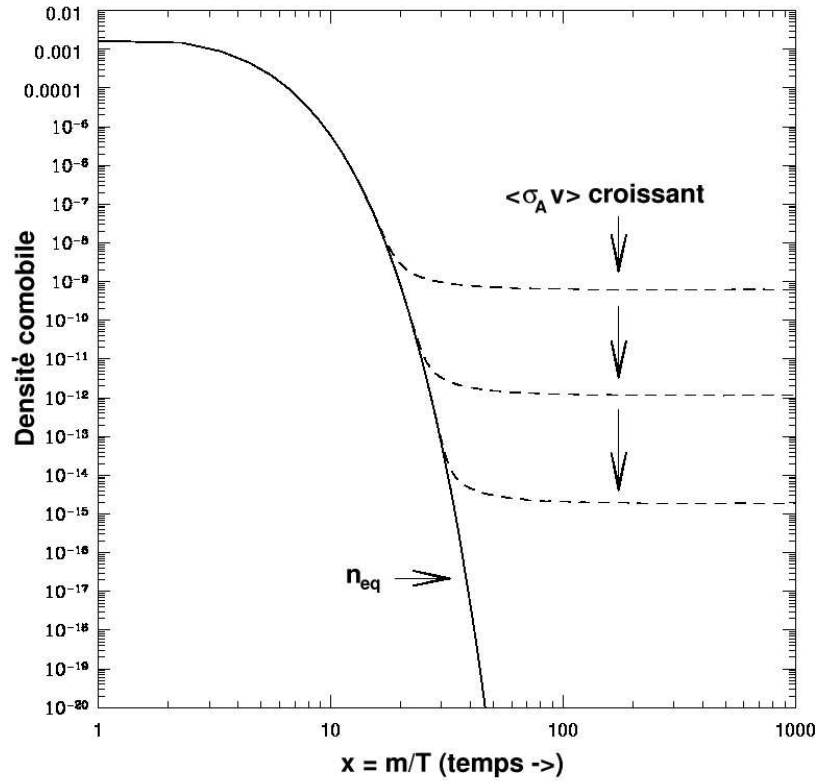
$$n_{eq}^{\tilde{\chi}} = g_{\tilde{\chi}} \left( \frac{mT}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-m/T}. \quad (3.3)$$

où  $g_{\tilde{\chi}}$  est le nombre de degré de liberté interne de la particule. A cette époque où l'Univers est dans l'ère du rayonnement, la valeur de  $H$  est donnée [94] par  $H = 1.66 g_*^{1/2} \frac{T^2}{M_{Pl}}$ , avec  $g_*$  le nombre de degrés de liberté relativistes effectifs. Avec ces relations, en négligeant les corrections logarithmiques en  $m/T$ , les WIMPs gèlent lorsque :

$$\frac{m}{T} = \ln \left[ \frac{g_{\tilde{\chi}} \langle \sigma_A v \rangle m M_{Pl}}{(2\pi)^{3/2} 1.66 g^{1/2}} \right]. \quad (3.4)$$

---

<sup>1</sup>  $n_{eq} = \frac{g}{(2\pi)^3} \int f(\mathbf{p}) d(\mathbf{p})$ , où  $g$  est le nombre de degré de liberté interne et  $f(\mathbf{p})$  est la statistique de Fermi-Dirac [32].



**FIG. 3.1** – Densité comobile  $Y$  d'une particule de matière sombre en fonction de la température (et du temps). La courbe pleine représente la densité à l'équilibre et la courbe en tirets l'abondance actuelle. Figure extraite de [32].

En utilisant les valeurs typiques de l'interaction faible,  $\langle \sigma_A v \rangle \sim 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}$  et  $m \sim M_W \sim 100 \text{ GeV}/c^2$ , on obtient une estimation de  $m/T$  :

$$\frac{m}{T} \sim 20. \quad (3.5)$$

La densité comobile étant constante après le gel, on obtient donc :

$$n_{\tilde{\chi}}^0 = Y_{gel} \times s_0 \quad (3.6)$$

où  $s_0$  est la densité entropique aujourd'hui<sup>2</sup>. Utilisant la valeur donnée par (3.5), la densité comobile au moment de gel est de  $Y_{gel} = \mathcal{O}(10^{-11})$  (cf. figure 3.1). En utilisant l'équation (3.4), la densité relique de WIMPs aujourd'hui est alors donnée par :

$$\rho_{\tilde{\chi}} = m_{\tilde{\chi}} n_{\tilde{\chi}} = T_{\tilde{\chi}} \ln \left[ \frac{g_{\tilde{\chi}} \langle \sigma_A v \rangle m M_{Pl}}{(2\pi)^{3/2} 1.66 g^{1/2}} \right] Y_{eq} s_0, \quad (3.7)$$

<sup>2</sup>La valeur actuelle de la densité entropique  $s_0$  est  $4000 \text{ cm}^{-3}$  [6].

soit, en utilisant les valeurs de l'échelle électrofaible :

$$\Omega_{\tilde{\chi}} = \frac{\rho_{\tilde{\chi}}}{\rho_c} = \frac{\mathcal{O}(10^{-6} \text{ GeV cm}^{-3})}{\rho_c}. \quad (3.8)$$

En utilisant la valeur de  $\rho_c$  donnée par 1.4, on obtient immédiatement :  $\Omega_{\tilde{\chi}} h^2 = \mathcal{O}(10^{-1})$ . Il est important de noter que le résultat ci-dessus est indépendant de la masse du WIMP à des corrections logarithmiques près. Une particule de type WIMPs présente donc les conditions pour être un candidat privilégié à la matière sombre non-baryonique. Dans les extensions supersymétriques du Modèle Standard de la physique des particules, le neutralino  $\tilde{\chi}$  LSP est stable et sa section efficace d'annihilation est de l'ordre de celle d'un WIMP. Cette particule est ainsi un candidat très intéressant pour la matière sombre non-baryonique. Nous allons présenter maintenant son interaction avec les noyaux utilisés pour sa détection directe.

## 3.2 Section efficace d'interaction et taux de détection

La densité de WIMPs pourrait contribuer de manière significative à la densité totale de matière dans l'Univers, comme il a été montré dans la section précédente. Ces particules massives ont un faible couplage à la matière, typiquement de l'ordre de celui de l'interaction faible. Ils se couplent aux noyaux par l'intermédiaire des quarks et impliquent des taux de détection faibles mais non nuls dans les modèles génériques. La diffusion élastique WIMP-nucléon dépend du couplage des WIMPs aux quarks et de la distribution des quarks dans le noyau. Le calcul de la section efficace de diffusion s'effectue en trois étapes :

1. La première étape est le calcul des interactions des WIMPs avec les quarks et les gluons. Les diagrammes de Feynman donnent les interactions effectives des neutralinos au niveau microscopique et permettent de calculer les coefficients dans un lagrangien effectif [32].
2. La deuxième étape permet de passer de l'interaction microscopique à celle avec les nucléons à l'aide des éléments de matrice des opérateurs des quarks et gluons dans l'état du nucléon. Dans l'approche basée sur un lagrangien effectif, il existe 5 types d'interaction : vecteur, axial-vecteur, scalaire, pseudo-scalaire et tenseur.
3. Dans la dernière étape, avec l'utilisation des fonctions d'onde nucléaire, les composantes scalaire et spin du nucléon sont ajoutées pour donner l'élément de matrice pour la diffusion WIMP-nucléon en fonction du moment transféré. Cette étape introduit un facteur de forme qui réduit la section efficace pour les WIMPs lourds et les noyaux lourds.

Le calcul de la section efficace de diffusion d'un WIMP sur un noyau s'avère simplifié par le fait que cette diffusion a lieu dans la limite non-relativiste. En particulier, le courant axial-vecteur devient une interaction entre le spin du quark et celui du WIMP, et les courants vecteur et tenseur prennent la forme de l'interaction scalaire. Les neutralinos étant des fermions de Majorana, ils n'ont pas d'interaction vectorielle. Ainsi, seulement deux types d'interaction sont à considérer : l'interaction spin-spin, appelée aussi axiale, et l'interaction scalaire [95]. Dans le cas de l'interaction spin-spin, le WIMP se couple au

spin du noyau. Pour l'interaction scalaire, il se couple à la masse du noyau. Pour le neutralino, ces deux types d'interaction contribuent et sont considérées séparément, la section efficace de diffusion totale étant la somme des deux.

Le lagrangien effectif  $\mathcal{L}_{eff}$  décrivant la diffusion élastique d'un neutralino sur un nucléon dans le MSSM est donnée par [32] :

$$\mathcal{L}_{eff} = \alpha_{2i} \bar{\chi} \gamma^\mu \gamma^5 \chi \bar{q}_i \gamma_\mu \gamma^5 q_i + \alpha_{3i} \bar{\chi} \chi \bar{q}_i q_i \quad (3.9)$$

La sommation dans l'expression ci-dessus est effectuée sur les trois générations de quarks et l'indice  $i$  se réfère aux quarks de types haut ( $i=1$ ) et bas ( $i=2$ ) respectivement. Pour la valeur des couplages  $\alpha_{2,3}$ , le lecteur se reportera à [32]. Le couplage  $\alpha_{2i}$  se réfère à l'interaction axiale (dépendante du spin) et le couplage  $\alpha_{3i}$  est associé à l'interaction scalaire (indépendante du spin) comme détaillé ci-après.

### 3.2.1 Section efficace axiale

L'interaction axial-vecteur appelée communément axiale ou dépendante du spin, résulte du couplage du WIMP avec le contenu en spin d'un nucléon via l'échange de squarks  $\tilde{q}$  de boson  $Z$ . Les diagrammes de Feynman à l'arbre qui donnent lieu à cette interaction sont présentés sur la figure 3.2.

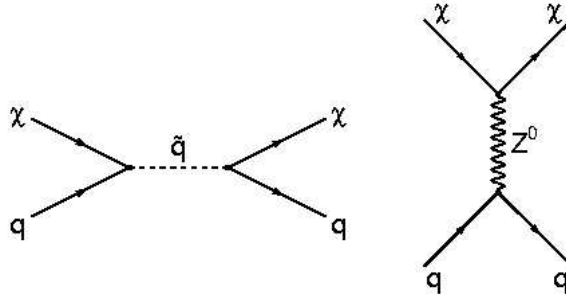


FIG. 3.2 – Diagrammes de Feynman à l'arbre contribuant à la section efficace dépendante du spin.

#### a) Contenu en spin du nucléon

Les éléments de matrice de l'interaction axiale pour le nucléon sont proportionnels au spin du nucléon  $N$  :

$$\langle N | \bar{q} \gamma_\mu \gamma^5 q | N \rangle = 2s_\mu \Delta q^{(N)}, \quad (3.10)$$

où les quantités  $\Delta q^{(N)}$  sont les contributions du quark  $q$  au spin du nucléon  $N$ , et  $s_\mu$  le spin du nucléon  $N$ . Ces contributions sont mesurées par les expériences de diffusion lepton-proton, la détermination de celle de  $\Delta s$  étant la plus délicate. L'interaction axiale effective pour un neutralino avec un nucléon est :

$$\mathcal{L}_A = \bar{\chi} \gamma^\mu \gamma^5 \chi \bar{N} s_\mu N \sum_{q=u,s,d} 2d_q \Delta q^{(N)}, \quad (3.11)$$

$d_q$  étant le couplage du neutralino avec le quark  $q^3$ . L'évaluation des éléments de matrice nucléaire donne lieu à la décomposition en termes d'amplitude de diffusion sur le proton ( $a_p$ ) et le neutron ( $a_n$ ) :

$$a_p = \sum_{q=u,s,d} \frac{d_q}{\sqrt{2}G_F} \Delta q^{(p)}, \quad a_n = \sum_{q=u,s,d} \frac{d_q}{\sqrt{2}G_F} \Delta q^{(n)} \quad (3.12)$$

### b) Expression de la section efficace axiale à l'arbre

La section efficace axiale à transfert d'impulsion nul, est donnée à l'arbre par [32] :

$$\sigma_0^{SD} = \frac{32}{\pi} G_F^2 m_r^2 \frac{J+1}{J} (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2, \quad (3.13)$$

où  $J$  est le moment orbital du noyau,  $m_r$  la masse réduite du système  $\tilde{\chi}$ -noyau et les quantités  $\langle S_{p,n} \rangle$  les valeurs du contenu en spin du groupe de protons et de neutrons respectivement. La section efficace est proportionnelle à  $J(J+1)$  et non au nombre de nucléons dans le noyau. Dans le cas de cette interaction, il n'y a pas de gain à utiliser des noyaux lourds. Le tableau 3.1 présente les valeurs des contenus en spin des groupes de proton et de neutron de noyaux sensibles à l'interaction dépendante du spin.

Noyau cible	Nucléon non apparié	J	$\langle S_p \rangle$	$\langle S_n \rangle$	Références
$^{129}\text{Xe}$	n	1/2	0.028	<b>0.359</b>	[96]
$^{73}\text{Ge}$	n	9/2	0.030	<b>0.378</b>	[97]
$^{27}\text{Al}$	p	5/2	<b>-0.343</b>	0.030	[32]
$^{19}\text{F}$	p	1/2	<b>0.477</b>	-0.004	[98]
$^3\text{He}$	n	1/2	-0.050	<b>0.490</b>	[99]

**TAB. 3.1** – Valeurs du contenu en proton et en neutron de divers noyaux utilisés pour la détection axiale.

Dans le cas où la diffusion ne se fait pas à transfert d'impulsion nul, il est nécessaire d'introduire dans l'expression de la section efficace un facteur de forme  $F$  comme nous le verrons en 3.2.3. Dans le cas où le maximum d'énergie est transféré au noyau d' $^3\text{He}$ ,  $E_{R_{max}} \simeq 6 \text{ keV}$ , on a  $F(q_{max}) = 0.9995$ . L'approximation  $F(q) = 1$  pour l' $^3\text{He}$  est ainsi justifiée.

Dans le cas de l'interaction dépendante du spin, l'évaluation du contenu en spin du proton et du neutron

<sup>3</sup>Le lecteur pourra se reporter à [32] pour l'expression de  $d_q$ .

est essentielle pour la détection de matière sombre. Le modèle en couches à particule indépendante qui suppose que le spin du noyau est porté par le nucléon non apparié, ne fournit qu'une estimation grossière des contenus en spin du noyau qui surestime les valeurs obtenues dans des calculs réalistes. Pour un noyau dont le moment angulaire  $J$  est donné par un neutron (proton) seul avec un spin  $s$  et un moment orbital  $J = L + s$ , le contenu en spin du noyau  $A$  est donné par [100] :

$$\langle S_{n(p)}^A \rangle = \frac{J(J+1) - L(L+1) + \frac{3}{4}}{2J+2}, \langle S_{p(n)}^A \rangle = 0. \quad (3.14)$$

Les résultats donnés par ce modèle se dégradent très rapidement pour les noyaux lourds et plus particulièrement ceux ayant plusieurs nucléons hors des couches complètes. Les calculs réalistes tiennent compte à la fois des nucléons appariés et non appariés, c'est-à-dire qu'ils impliquent les effets dûs au milieu nucléaire. Des modèles élaborés de la structure nucléaire permettent d'obtenir des prédictions précises de  $\langle S_{n,p}^A \rangle$  [100]. Le tableau 3.1 montre que les valeurs utilisées des contenus en spin du groupe de proton (et de neutron respectivement) pour différents noyaux, varient fortement d'un noyau à l'autre, ce qui implique qu'un noyau donné sera plus sensible à la diffusion sur le nucléon pour lequel il possède un fort contenu en spin. Ces valeurs sont cruciales pour la comparaison des différentes expériences sensibles à l'interaction dépendante du spin, comme nous le verrons dans le chapitre 10. En effet, la complémentarité entre les divers noyaux cibles pour ce type d'interaction peut être alors illustrée dans un cadre d'étude indépendant d'un modèle de WIMPs. Il permet d'effectuer des comparaisons précises entre les limites d'exclusion fournies par les expériences, ce que ne permettait pas la méthode classiquement utilisée, consistant à supposer un rapport de l'amplitude de diffusion sur le proton sur celle du neutron constant (cf. Chapitre 10).

### 3.2.2 Section efficace scalaire

L'interaction scalaire, indépendante du spin, peut être importante et dominer souvent l'interaction axiale pour les noyaux lourds. A l'arbre, les contributions proviennent de l'échange de squarks ( $\tilde{q}$ ) et de Higgs ( $h, H$ ) avec les quarks comme présenté sur la figure 3.3. La section efficace à transfert d'impulsion nul est donnée par :

$$\sigma_0^{SI} = \frac{4m_r^2}{\pi} (Zf_p + (A-Z)f_n)^2 \quad (3.15)$$

En supposant  $f_p \simeq f_n$  et des WIMPs lourds,  $m_{\tilde{\chi}} \gg m_N$ , la masse réduite est telle que  $m_r \simeq m_N$  et on obtient la relation :

$$\sigma_0^{SI}(^A X) \propto \sigma_0^{SI}(n) \times A^4 \quad (3.16)$$

La section efficace scalaire sur un noyau  $N$  est donc proportionnelle à la puissance quatrième de sa masses,  $m_N^4$ . Elle domine ainsi l'interaction axiale pour les noyaux lourds.

Dans le cas de l'interaction scalaire, la comparaison entre les différentes expériences est relativement simple étant donné que la relation 3.17 permet de déduire une section efficace scalaire limite sur le nucléon.

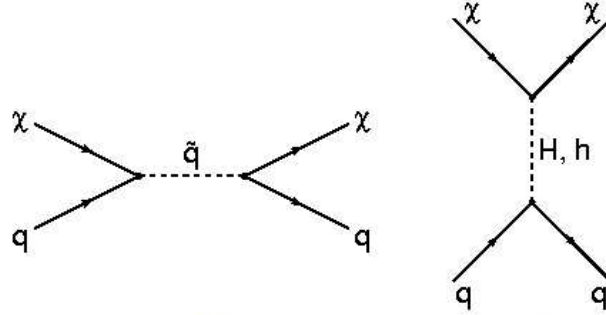


FIG. 3.3 – Diagrammes de Feynman à l'arbre contribuant à la section efficace indépendante du spin.

### 3.2.3 Cinématique de la diffusion d'un WIMP sur un noyau cible

En détection directe, l'interaction d'un neutralino se traduit par une diffusion élastique sur un noyau cible A comme présenté sur la figure 3.4. L'énergie de recul du noyau s'écrit :  $E_R = q^2/2m_A$ , avec  $q$  la quantité de mouvement transférée au noyau cible. Par conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, on obtient dans le référentiel du centre de masse :

$$q = 2m_r v \cos\theta = \sqrt{2m_A E_R}, \quad (3.17)$$

où  $m_r = m_\chi m_A / (m_\chi + m_A)$  est la masse réduite du système neutralino-noyau et  $v$  la vitesse du neutralino incident. Ainsi, l'intervalle de variation de l'énergie de recul du noyau est :

$$0 \leq E_R \leq E_{R_{max}} = 2m_r^2 v^2 / m_A. \quad (3.18)$$

On obtient pour des masses de WIMPs telles que  $m_\chi \gg m_A$ , on obtient  $E_{R_{max}} \simeq 2m_A v^2$ . Pour des

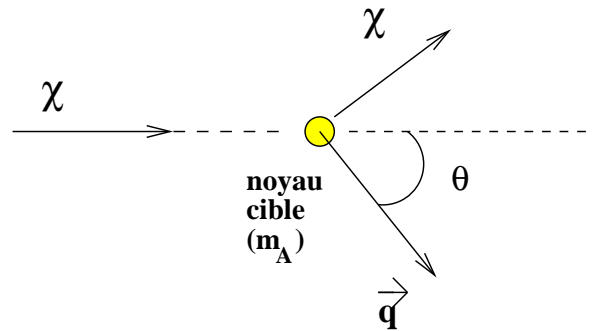
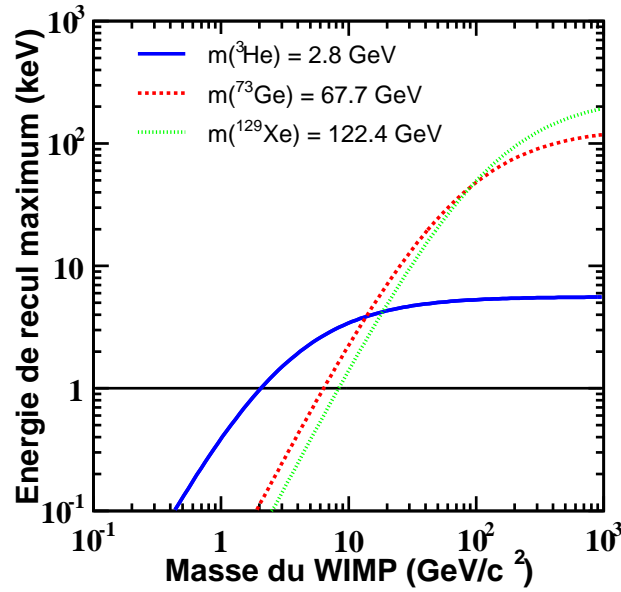


FIG. 3.4 – Cinématique de la diffusion d'un WIMP sur un noyau cible N. Ce dernier recule avec une énergie  $E_R = \vec{q}^2/2m_N$ .

vitesses  $v \sim 10^{-3}c$ , on obtient  $E_{R_{max}} \simeq 6 \text{ keV}$ . Pour une détermination précise de l'énergie de recul

maximum, le calcul doit être effectué avec la vitesse de rotation asymptotique notée  $v_0$  ci-après. Il est important de remarquer que des barres d'erreurs de l'ordre de  $\sim 25\%$  existe sur cette valeur (cf. section 1.4). Une valeur conservatrice de 6 keV est choisie pour tenir compte des incertitudes qui peuvent induire des variations non négligeables sur la valeur de l'énergie maximale de recul. La figure 3.5 présente l'énergie de recul maximum de différents noyaux cibles suite à la diffusion élastique d'un WIMP. Celle-ci augmente avec la masse des noyaux comme on le remarque pour les noyaux de  $^{73}\text{Ge}$  et  $^{129}\text{Xe}$ . La droite horizontale donne une énergie de recul de 1 keV qui traduit la valeur du seuil en énergie. Dans le cas de l' $^3\text{He}$  (cf. Chapitre 6), sa valeur est de l'ordre de 1 keV. Etant la faible masse de l' $^3\text{He}$  ( $2.81 \text{ GeV}/c^2$ ), la plage en énergie dans laquelle les événements recherchés vont se concentrer, est extrêmement faible. Elle se réduit du seuil en énergie jusqu'à  $\sim 6 \text{ keV}$ . L'intervalle de variation est de  $\gtrsim 100 \text{ keV}$  dans le cas de noyaux lourds comme le  $^{73}\text{Ge}$  et  $^{129}\text{Xe}$ . La section efficace différentielle sur le noyau cible est donnée



**FIG. 3.5** – Energie maximum de recul des noyaux cibles  $^3\text{He}$ ,  $^{73}\text{Ge}$  et  $^{129}\text{Xe}$  en fonction de la masse du WIMP incident. Celle-ci augmente d'autant plus que la masse du noyau cible est grande.

par [32] :

$$\frac{d\sigma}{d|q|^2} = \frac{\sigma_0}{4m_r^2 v^2} F^2(|q|) \quad (3.19)$$

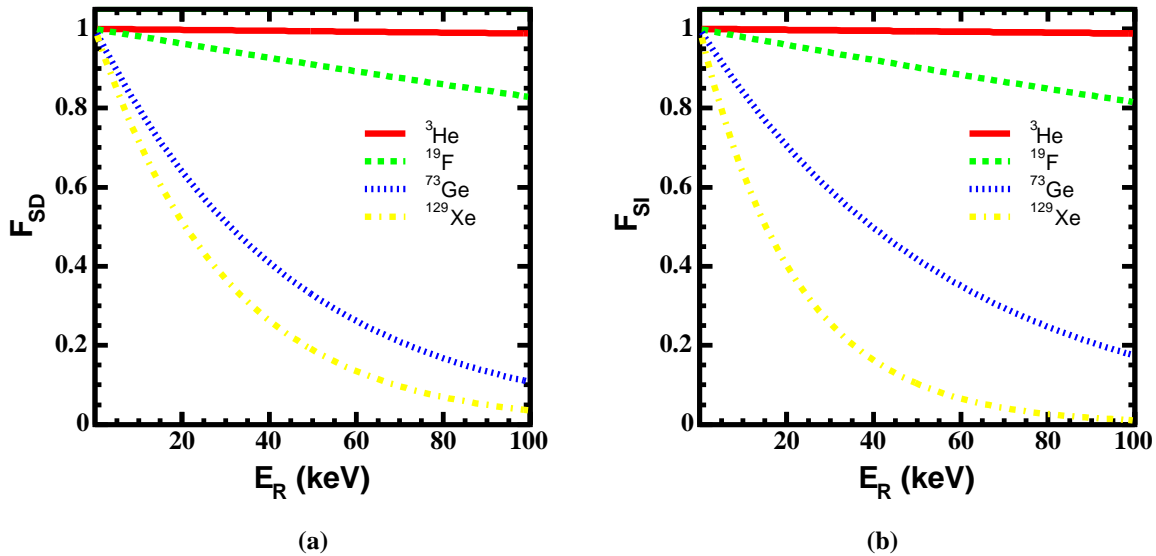
avec  $F$  le facteur de forme normalisé de telle sorte que  $F(0) = 1$ , et  $\sigma_0$  la section efficace totale à transfert d'impulsion nul qui sera utilisée dans l'expression des taux de détection directe et indirecte. Lorsque le transfert de quantité de mouvement  $q$  est tel que la longueur d'onde n'est pas suffisamment grande par rapport au rayon du noyau, la section efficace effective décroît avec  $q$ . Ceci est caractérisé par



le facteur de forme  $F$ . Cette dernière est alors donnée par :

$$\sigma(q) = \sigma_0 F^2(|q|) \quad (3.20)$$

La section efficace effective  $\sigma(q)$  subit une réduction notable dans le cas des noyaux lourds étant donné la présence du facteur de forme. La figure 3.6 présente l'évolution du facteur de forme pour les interactions dépendante et indépendante du spin en fonction de la quantité de mouvement transférée pour différents noyaux cibles utilisés pour la détection directe de matière sombre non-baryonique. L'expression analytique utilisée est celle d'un facteur de forme gaussien [101] dont l'expression est  $F(|q|) = \exp(q^2/q_0^2)$ . Ceci reste une approximation raisonnable pour  $q^2/q_0^2 < 2$  [102]. Les facteurs de forme dépendant et indépendant du spin conduisent à une forte diminution de la section efficace de diffusion pour les noyaux lourds pour le  $^{73}\text{Ge}$  et le  $^{129}\text{Xe}$ . Dans le cas du germanium, le facteur de forme conduit à une suppression pour la section efficace effective supérieure à 30% dans le cas d'énergies de recul supérieures à 20 keV. Dans le cas de l' $^3\text{He}$ , l'énergie maximum transférée est de  $\sim 6$  keV ce qui correspond à  $F(6 \text{ keV}) = 0.999$ . L'approximation  $F(|q|) = 1$  est justifiée pour l' $^3\text{He}$ .



**FIG. 3.6** – Facteurs de forme gaussiens pour les interactions dépendante (a) et indépendante du spin (b) pour les noyaux cibles  $^3\text{He}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{73}\text{Ge}$  et  $^{129}\text{Xe}$ .

### 3.2.4 Taux d'événements WIMPs

Pour déterminer le taux d'événements, nous allons voir comment construire à l'aide des paramètres astrophysiques, la densité de matière sombre locale  $\rho_0$  et la distribution en vitesses du halo de WIMPs, le spectre de recul des noyaux cibles. Cette estimation est basée sur deux hypothèses :

- l'effet de la rotation de la Terre par rapport au référentiel galactique est négligé dans le calcul de la distribution des vitesses. La vitesse de la Terre autour du Soleil étant  $30 \text{ km s}^{-1}$ , ceci induit des variations de  $\sim 6\%$  par rapport à la vitesse du Soleil par rapport au centre galactique.
- Les sections efficaces sont prises à transfert d'impulsions nul, ce qui est équivalent à ne pas tenir compte du facteur de forme du noyau cible. Nous avons vu que dans le cas de l' $^3\text{He}$ , ceci est une très bonne approximation. Les estimations effectuées dans la suite pour les noyaux lourds sont surestimées.

### a) Distribution des vitesses des WIMPs

Considérons une distribution de vitesses maxwellienne où le détecteur est supposé fixe dans le halo galactique,

$$f(v)d^3v = \frac{e^{(-v^2/v_0^2)}}{\pi^{3/2}v_0^3} \quad (3.21)$$

où  $v_0$  est la vitesse de rotation circulaire reliée à la vitesse quadratique moyenne  $\bar{v}$  par la relation :  $\bar{v} = \sqrt{3/2}v_0$ . La vitesse  $v_0$  correspondant à la vitesse asymptotique obtenue dans les courbes de rotation des galaxies spirales (cf. section 1.4).

### b) Taux de WIMPs dans le détecteur et dépendance en fonction du seuil en énergie

Le taux d'événements par unité de masse du détecteur est donné par [32] :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\sigma_0 \rho_0}{2m_\chi m_r^2} \int_{v_{min}}^{\infty} \frac{f(v)}{v} d^3v \quad (3.22)$$

Avec les relations données en 3.2.3, la borne minimum a pour valeur :

$$v_{min} = \sqrt{\frac{m_N E_R}{2m_r^2}} \quad (3.23)$$

Utilisant la distribution maxwellienne et après intégration sur la partie angulaire :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\sigma_0 \rho_0}{\pi^{1/2} m_\chi m_r^2 v_0} \int_{v_{min}}^{\infty} \frac{2v}{v_0^2} e^{-v^2/v_0^2} dv \quad (3.24)$$

d'où :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\sigma_0 \rho_0}{\pi^{1/2} m_\chi m_r^2 v_0} e^{-v_{min}^2/v_0^2} = \frac{R_0}{E_{R_{max}}} e^{-E_R/E_{R_{max}}} \quad (3.25)$$

avec :

$$R_0 = \frac{2\sigma_0 \rho_0 v_0}{\pi^{1/2} m_\chi m_N} \quad (3.26)$$

Le taux différentiel décroît de manière exponentielle avec l'énergie de recul, il est donc crucial d'avoir un seuil en énergie aussi bas que possible. On peut alors calculer le taux d'événements sur une plage en

énergie donnée  $[E_{R_1}, E_{R_2}]$  avec l'expression ci-dessous :

$$R = \int_{E_{R_1}}^{E_{R_2}} \frac{dR}{dE_R} dE_R = R_0 \times (e^{-E_{R_1}/E_{R_{max}}} - e^{-E_{R_2}/E_{R_{max}}}) \quad (3.27)$$

Le tableau 3.2 présente les taux intégrés pour différents noyaux associés à leur énergie seuil caractéristique pour des WIMPs de  $100 \text{ GeV}/c^2$ . L'effet du seuil en énergie est clairement visible. Il conduit à une diminution importante du taux d'événement observé dans le détecteur comme le suggère la 4<sup>ème</sup> colonne du tableau. Les taux différentiels ont été calculés dans le cas des interactions scalaire et axiale pour diffé-

Noyau cible	Plage en énergie (keV)	$R_0$ ( $\text{kg}^{-1}\text{jour}^{-1}$ )	$R/R_0$
$^{129}\text{Xe}$	20-49.5	$2.9 \times 10^{-4}$	10.4%
$^{73}\text{Ge}$	20-48.1	$5.3 \times 10^{-4}$	9.4%
$^3\text{He}$	1-5.3	$1.3 \times 10^{-2}$	33.6%

**TAB. 3.2** – Valeurs du taux d'événements total par unité de masse et de temps dans différents détecteurs utilisant différents noyaux cibles ainsi que la proportion d'événements dans l'intervalle d'énergie accessible correspondant. Les valeurs sont calculées à l'aide des paramètres astrophysiques  $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$  et  $v_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$  et pour une section efficace  $\sigma_0 = 10^{-2} \text{ pb}$  et une masse de WIMP de  $100 \text{ GeV}/c^2$ .

rents noyaux cibles et différentes masses de WIMPs en utilisant les paramètres astrophysiques standard. La figure 3.7 présente les taux différentiels ( $/\text{kg}/\text{jour}/\text{keV}$ ) pour une interaction scalaire sur le proton  $\sigma_{\chi-p}$  de  $10^{-6} \text{ pb}$  en fonction de l'énergie de recul. On remarque ces derniers d'autant plus importants que la masse du noyau cible est grande. Ces spectres sont d'autant plus piqués vers les basses énergies que la masse du WIMP est faible. La nature exponentielle du taux implique une accumulation des événements vers les basses énergies de recul. La figure 3.8 présente les taux différentiels ( $/\text{kg}/\text{jour}/\text{keV}$ ) en fonction de l'énergie de recul dans le cas où le WIMP interagit de manière axiale. La section efficace sur les noyaux est calculée à l'aide de l'équation 3.13 dans le cas où dans le cas où l'amplitude de diffusion sur le proton et celle sur le neutron sont reliées par  $a_p = 1.5 a_n$ . Nous verrons que cette relation peut être obtenue dans le cas de neutralino de type higgsino (cf. Chapitre 10). On observe que le spectre de recul obtenu dans le cas de  $^3\text{He}$  est pratiquement indépendant de la masse du WIMPs incident. Ceci est dû au fait que  $^3\text{He}$  est un noyau léger. Dans le cas des noyaux lourds comme le  $^{73}\text{Ge}$  et le  $^{129}\text{Xe}$ , ce spectre varie de manière importante. Pour des WIMPs légers ( $\lesssim 20 \text{ GeV}/c^2$ ) et des énergies de recul supérieures

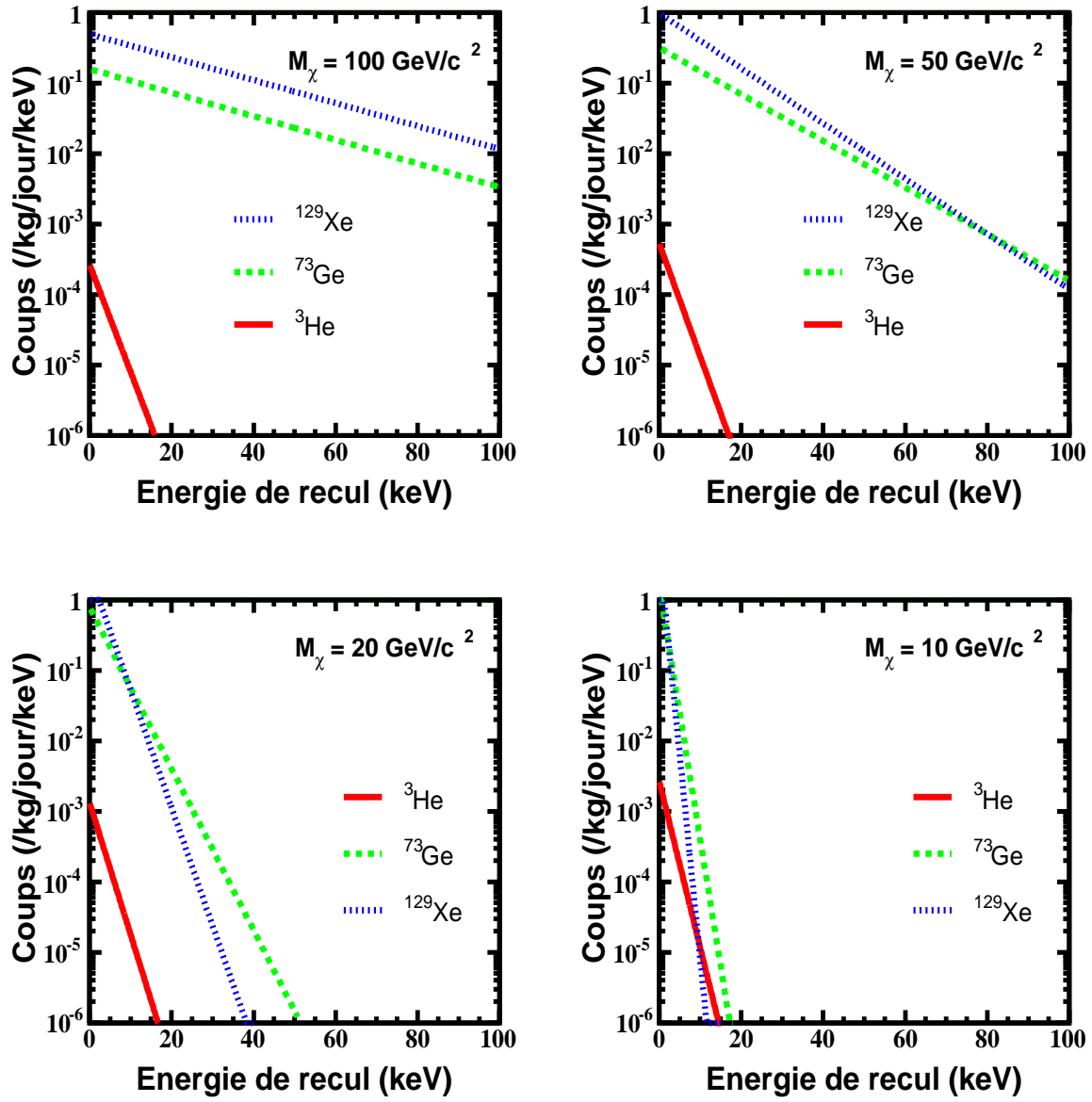


FIG. 3.7 – Spectres de reculs attendus pour les noyaux cibles  $^3\text{He}$ ,  $^{73}\text{Ge}$  et  $^{129}\text{Xe}$  et différentes masses de WIMPs du halo galactique ( $\rho_0 = 0,3 \text{ GeV cm}^{-3}$  et  $v_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$ ) de section efficace scalaire sur le proton  $\sigma_{\chi-p}^{SI} = 7 \times 10^{-6} \text{ pb}$ .

à 20 keV, les taux sont inférieurs à  $10^{-4} \text{ /kg/jour/keV}$ .

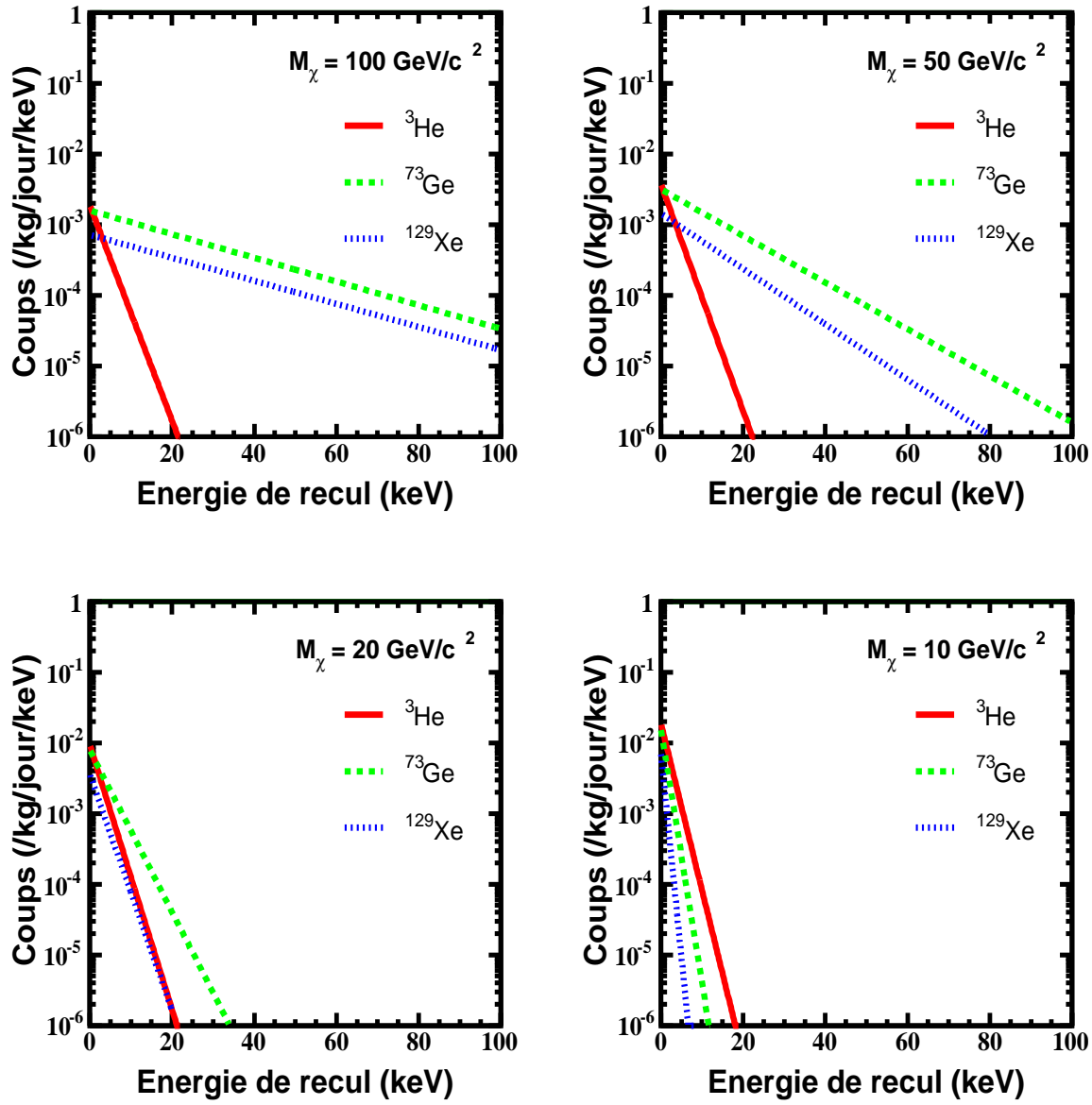


FIG. 3.8 – Spectres de reculs attendus pour les noyaux cibles  $^3\text{He}$ ,  $^{73}\text{Ge}$  et  $^{129}\text{Xe}$  et différentes masses de WIMPs du halo galactique ( $\rho_0 = 0,3 \text{ GeV cm}^{-3}$  et  $v_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$ ) de section efficace axiale sur le proton  $\sigma_{\chi-p}^{SD} = 10^{-2} \text{ pb}$ .

### 3.3 Détection indirecte de matière sombre non-baryonique

La détection directe repose sur la possibilité d'observer les produits de l'annihilation de WIMPs. Il existe différents types d'expériences en fonction du lieu de l'annihilation. Lorsque celle-ci se passe

dans le centre galactique, elle génère des rayons  $\gamma$  et d'autres rayons cosmiques comme les positons et les antiprotons. Lorsque l'annihilation a lieu dans le Soleil ou la Terre, elle produit un signal de neutrinos très énergétiques.

### 3.3.1 Les expériences gamma

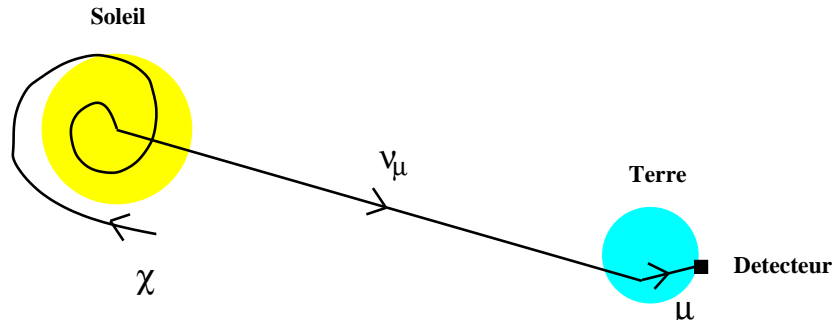
Pour observer les rayons  $\gamma$  directement, les observations ont lieu dans l'espace car dans la région d'intérêt, du GeV au TeV, les rayons  $\gamma$  interagissent dans l'atmosphère par production de paires (longueur d'interaction  $\sim 38 \text{ g cm}^{-2}$ ) et ne peuvent traverser l'atmosphère (épaisseur  $\sim 1030 \text{ g cm}^{-2}$ ). La première expérience spatiale a été EGRET (*Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope*) qui a permis l'observation jusqu'à des énergies de l'ordre de 30 GeV. Parmi les expériences spatiales en cours ou à venir, citons Integral [103], AMS02 [104], PAMELA [105], GLAST (*Gamma-ray Large Area Space Telescope*) [106]. Cette dernière, prévue d'être lancée en 2007, permettra de détecter les rayons  $\gamma$  par l'intermédiaire des paires  $e^+e^-$  produites par leur interaction dans un bloc dense de tungstène. Il sera sensible à des énergies de quelques centaines de GeV et complémentaire aux expériences basées au sol. Les rayons  $\gamma$  peuvent en effet être détectés indirectement avec des expériences basées au sol comme AUGER [107]. Lorsque les photons interagissent dans l'atmosphère, ils produisent des cascades électromagnétiques et donc une gerbe de particules secondaires pouvant être détectées par la lumière Cerenkov qu'ils produisent dans l'atmosphère de la Terre. La détection des rayons  $\gamma$  cosmiques est délicate car la plupart de la lumière Cerenkov provient de gerbes induites par des rayons cosmiques avec des directions d'arrivée isotrope. Pour détecter les gerbes de rayons  $\gamma$ , un excès au dessus du bruit de fond isotrope des rayons cosmiques doit être observé en direction de la source. La discrimination des gerbes de rayons cosmiques est cruciale. Parmi les expériences, citons CANGAROO [108], HESS [109] et VERITAS [110].

### 3.3.2 Les expériences positon et antiproton

L'annihilation de particules de matière sombre peut être observée dans le spectre des positons ou antiprotons cosmiques. Contrairement aux rayons  $\gamma$  et aux neutrinos, ces particules chargées ne pointent pas dans la direction de leur source étant donnée la présence du champ magnétique galactique. L'expérience HEAT (*High-Energy Antimatter Telescope*) [111] a indiqué un excès dans le flux de positons piquant à 9 GeV, qui pourrait être une signature de l'annihilation de particules de matière sombre dans le halo galactique. L'expérience BESS (*Ballon borne Experiment Superconducting Solenoid*) [112] a rapporté un excès dans le spectre des antiprotons dans la plage des centaines de MeV. L'expérience PAMELA [105] permettra de mesurer les spectres des positons et des antiprotons avec une meilleure précision. L'expérience AMS (*Alpha Magnetic Spectrometer*)-02 [104] permettra de mesurer le spectre des positons cosmiques avec une très grande précision.

### 3.3.3 Les télescopes à neutrinos

Outre la possibilité de détecter la matière sombre non-baryonique de manière directe, l'annihilation de neutralinos en neutrinos pourrait donner lieu à des flux mesurables. La densité de neutralinos dans le halo galactique n'est pas suffisamment importante pour donner des flux de neutrinos secondaires mesurables. Par contre, des accumulations de neutralinos pourraient avoir eu lieu dans divers objets célestes. Des neutralinos peuvent être piégés gravitationnellement dans le Soleil ou la Terre et ainsi avoir augmentés leur densité. Lors de leur annihilation, les états finaux ( $\tau^+\tau^-$ ,  $b\bar{b}$ , et, s'ils sont permis cinématiquement  $W^\pm H^\mp$ ,  $Z^0 H_i^0$ ,  $W^+W^-$ ,  $ZZ$ ), peuvent après leur désintégration ou éventuellement leur hadronisation suivie de désintégrations, donner des neutrinos énergétiques qui peuvent se propager hors du Soleil et la Terre. En particulier, les neutrinos muoniques sont très utiles pour la détection



**FIG. 3.9** – Illustration de la détection indirecte de neutralinos utilisant les neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos dans le centre du Soleil.

indirecte d'annihilation de neutralinos étant donnés que les muons ont un parcours assez long dans les milieux sensibles comme la glace ou l'eau. Ils peuvent en effet être détectés à travers la lumière Cerenkov qu'ils induisent, après avoir été produits près ou dans le détecteur par interaction faible courant chargé  $\nu_\mu + A \leftarrow \mu + X$ . La détection de l'annihilation de neutralinos en neutrinos est l'objet de nombreux efforts expérimentaux pour développer des télescopes à neutrinos comme AMANDA [113], IceCube [114] ou ANTARES [115]. Un signal d'un neutrino très énergétique en direction du centre d'un objet céleste est une signature expérimentale exceptionnelle. Le flux de muons induit par les neutrinos peut être détecté dans un télescope à neutrinos en mesurant les flux de muons qui provient dans la direction du Soleil ou de la Terre. Ceci est réalisé dans le cas du Soleil en observant le flux ascendant de muons. Les muons descendants créés par l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère composent un bruit de fond important. Il existe un bruit de fond isotrope provenant des neutrinos muoniques créés de l'autre côté de la Terre par rapport au détecteur par interaction des rayons cosmiques. Le bruit de fond ultime est composé par les neutrinos produits dans la couronne solaire [116]. La comparaison entre la détection indirecte basée sur la détection du flux de muons et la détection directe utilisant l' $^3\text{He}$  comme noyau cible sera présenté dans le chapitre 10. Le détecteur ANTARES est en construction dans la mer Méditerranée. Ce télescope consiste en un réseau tridimensionnel de tubes photomultiplicateurs détectant la lumière

Cerenkov émise dans l'eau de mer par les muons.

### 3.4 Détection directe de matière sombre non-baryonique

La détection de matière sombre non-baryonique repose sur le principe suivant : si notre galaxie est remplie de WIMPs, nombre d'entre eux traversent la Terre, ce qui permet d'envisager la possibilité de leur interaction avec la matière par mesure de l'énergie de recul des noyaux cibles suite à la diffusion d'un WIMP. Le principe de base de la détection de WIMPs par interaction sur un noyau du détecteur est illustré sur la figure 3.10. Celle-ci implique un recul du noyau dans son ensemble. La discrimination des événements du bruit de fond peut être statistique ou événement par événement. Dans ce cas, plusieurs types de signaux peuvent être observés. L'énergie déposée par le recul peut se dissiper alors dans les voies scintillation, ionisation et/ou chaleur. La projection de la trace des événements de recul permet une réjection<sup>4</sup> efficace du bruit de fond. Cette section présente quelques techniques de détection directe utilisées dans le cadre de la recherche de matière sombre non-baryonique.

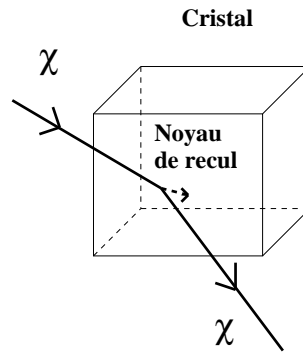


FIG. 3.10 – Diffusion élastique d'un WIMP sur un noyau cible du détecteur.

#### 3.4.1 La modulation annuelle et le signal DAMA

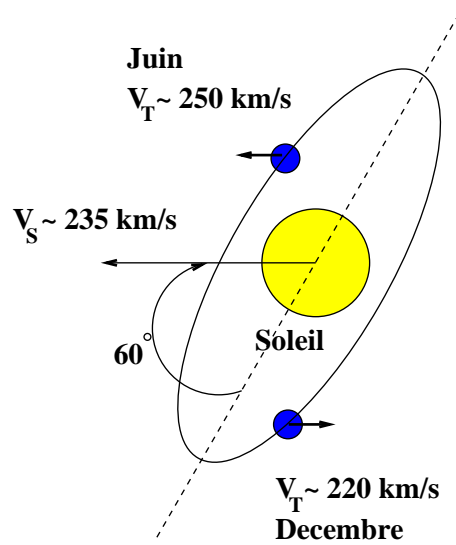
La technique de modulation annuelle [117] est basée sur le fait que la vitesse de la Terre autour du Soleil s'additionne vectoriellement avec celle du Soleil dans la galaxie pour produire une modulation annuelle dans la vitesse moyenne des WIMPs<sup>5</sup> par rapport à la Terre. Le taux d'événement dépend de la vitesse relative du  $\tilde{\chi}$  par rapport au détecteur. La variation de la vitesse est sinusoïdale impliquant un taux maximum en été et minimum en hiver. Cet effet est estimé de l'ordre de 7%. Pour un observateur terrestre, le vent de WIMPs arrive à plus grande vitesse lorsque la Terre et le Soleil se déplacent dans la même direction et à plus faible vitesse lorsqu'ils se déplacent en direction opposée. Le flux de WIMPs et leur taux de détection, tous deux proportionnels à la vitesse relative de la Terre par rapport au vent de

<sup>4</sup>On utilisera dans la suite cet anglicisme qui traduit la séparation du bruit de fond par rapport au signal.

<sup>5</sup>Les WIMPs sont supposés au repos dans la galaxie.



WIMPs, sont modulés de la même façon. La figure 3.11 illustre la modulation de la vitesse relative de la



**FIG. 3.11** – Schéma illustrant les directions du déplacement du Soleil et de la Terre durant une année. Le Soleil se déplace à une vitesse de  $232 \text{ km s}^{-1}$  dans la Voie Lactée et la Terre à  $30 \text{ km s}^{-1}$  autour du Soleil. La somme vectorielle de leur vitesse donne la vitesse de la Terre par rapport à la galaxie. Les WIMPs étant au repos dans la galaxie, il s'ensuit que la vitesse moyenne des WIMPs par rapport à la Terre est modulée avec une période d'une année.

Terre par rapport au vent de WIMP en fonction de sa position autour du Soleil.

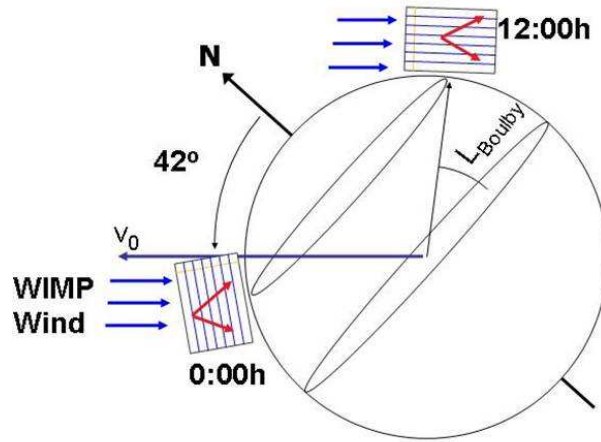
L'expérience DAMA a utilisé des cristaux de NaI et atteint une sensibilité de  $\sim 10^{-5} \text{ pb}$ . Malgré le manque d'efficacité pour la discrimination à basse énergie où le nombre de photons est faible et les constantes de temps de scintillation pour les électrons et les reculs nucléaires moins clairement séparées, l'expérience DAMA utilisant  $\sim 100 \text{ kg}$  de NaI a présenté en 1997 une modulation annuelle. Récemment, les résultats de l'analyse de 107800 kg.jour de données montrent une signification statistique à  $6.2 \sigma$  à la fois en phase et en amplitude, compatible avec un signal WIMP [118]. Utilisant les paramètres du halo galactique standard et interprétée en terme de candidat WIMP, la modulation annuelle observée correspond à une masse de WIMP de  $\sim 50 \pm 10 \text{ GeV}/c^2$  et une section efficace scalaire WIMP-nucléon de  $\sim (7 \pm 1) \times 10^{-6} \text{ pb}$ . Il s'agit d'un résultat controversé. Les divers biais expérimentaux possibles sont détaillés dans [119]. Le groupe DAMA a commencé une nouvelle phase opérant avec une masse de  $\sim 250 \text{ kg}$  de NaI : LIBRA [120].

### 3.4.2 Détection directionnelle

L'avantage de mesurer la direction du recul est multiple : une plus grande discrimination du bruit de fond, la détection de la modulation journalière dans la direction d'arrivée des WIMPs à cause de la rotation de la Terre autour de son axe et la possibilité de reconstruire la distribution en vitesses des WIMPs

dans le voisinage solaire. Cette dernière est possible du fait de la relation entre la distribution en vitesses des WIMPs et le taux différentiel de recul nucléaire [121]. En effet, le halo de WIMPs est supposé fixe dans la Galaxie. Le système solaire est en rotation autour du centre galactique et se déplace dans le halo à une vitesse de  $v_0 \sim 220 \text{ kms}^{-1}$ . Lorsqu'on écrit la distribution en vitesses dans le référentiel de la Terre, celle-ci est piquée dans la direction du mouvement du Soleil. Par conséquent, le taux d'événement différentiel sera fortement piqué dans la direction opposée. Un détecteur basé sur Terre observera la direction moyenne des reculs tourner sur un jour sidéral. On cherche alors à mettre en évidence une anisotropie dans la distribution des reculs due à la modulation diurne causée par la rotation de la Terre (cf. figure 3.12). Ce signal directionnel est ainsi clairement discriminé des événements constituant le bruit de fond.

Le projet DRIFT [122] se développe dans cette direction. Ce détecteur consiste en une chambre à projection temporelle (TPC) à ion négatif, le gaz servant à la fois de cible aux WIMPs et au milieu ionisant pour observer les traces des reculs nucléaires. La pression de fonctionnement est de 40 Torr. La direction du recul nucléaire est obtenue par la géométrie et le temps de l'image sur la cathode de la chambre. Un prototype de  $1 \text{ m}^3$  a été testé. Ce type de détecteur permet la reconstruction des traces de recul en position



**FIG. 3.12** – Modulation diurne des reculs nucléaires engendrée par les WIMPs du halo galactique. Figure extraite de [122].

et direction. La directionnalité est une signature puissante. Elle permet pour un détecteur dans un mode à basse pression la séparation d'événements collimatés selon une direction par rapport à un fond isotrope. Il permet aussi une réjection efficace des rayons  $\gamma$  de la radioactivité naturelle par l'utilisation combinée de la mesure de la longueur de la trace et de celle de l'énergie déposée des électrons induits. Cette technique sera détaillée dans le cadre du projet de détecteur MIMAC-He3 utilisant la double détection

de la projection des traces des événements de recul et de l'énergie déposée dans la voie ionisation pour la discrimination du bruit de fond (cf. Chapitre 7).

### 3.4.3 Expériences discriminantes

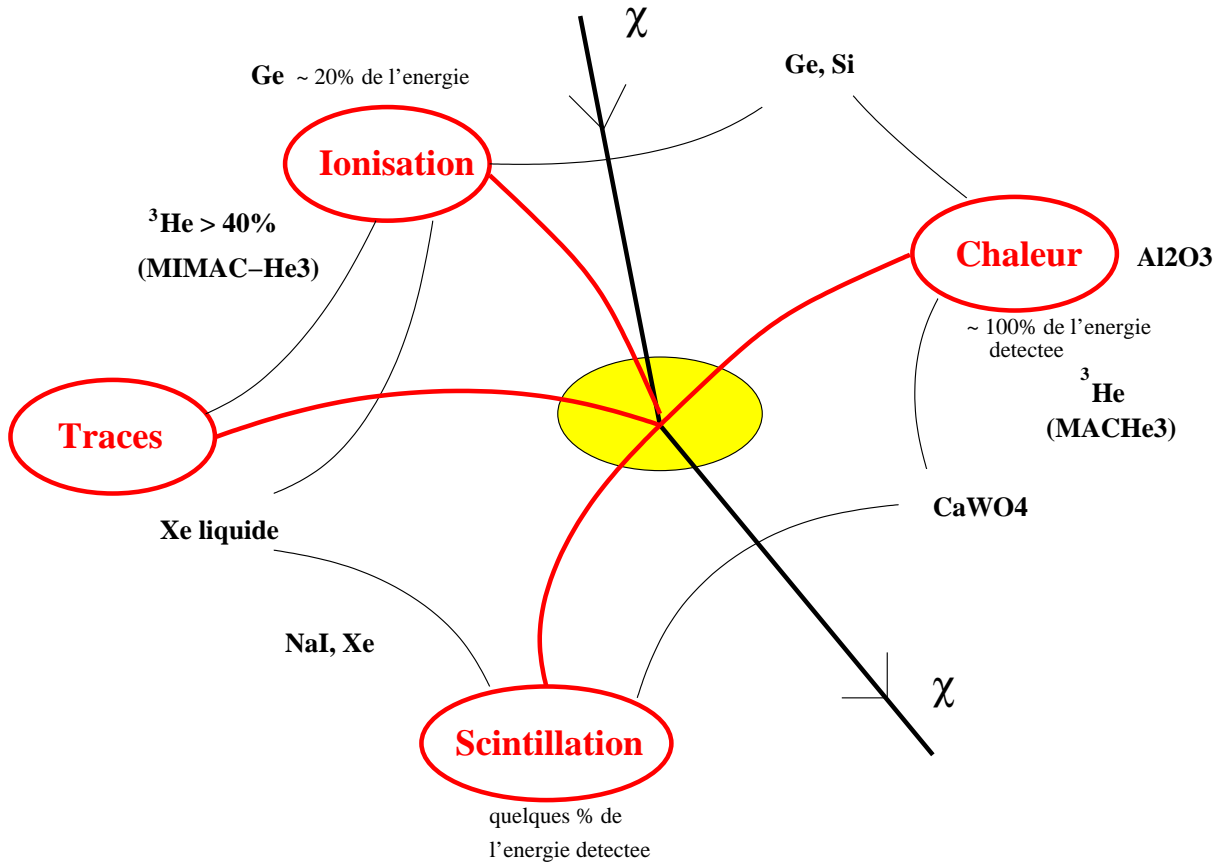
Le défi de la détection directe consiste en la capacité à discriminer les événements et tout particulièrement les reculs nucléaires des reculs électroniques. Il existe trois façons de mesurer l'énergie déposée pouvant être éventuellement combinées. Les expériences ont développé des détecteurs permettant la détection simultanée de deux signaux pour caractériser l'événement de recul (électron ou noyau) : ionisation et phonons ou scintillation et phonons. Rappelons brièvement ces différents processus.

- La plus rapide mais la moins efficace est la recherche d'un signal lumineux produit par le processus de scintillation. Cette technique est utilisée dans les scintillateurs à Xénon liquide ou à cristaux de NaI. Le facteur de "quenching" en scintillation varie sur une grande plage de valeurs :  $\sim 0.08$  pour le I,  $\sim 0.25$  pour le Na [123]. Dans le cas du  $^{129}\text{Xe}$ , il est de l'ordre de 0.2 [124]. L'efficacité de collection de l'énergie émise en scintillation est typiquement de quelques pourcents.
- Un signal d'ionisation peut être recherché dans les matériaux comme le Ge, Si, He. Les porteurs de charges libérés par le recul nucléaire ou électronique sont collectés sur les électrodes à l'aide d'un champ électrique de dérive. Le nombre de charges produites peut directement être relié à l'énergie déposée. Suivant le matériau utilisé et les conditions de fonctionnement, l'efficacité de cette technique peut être beaucoup plus grande que celle de la scintillation, jusqu'à plusieurs dizaines de pourcents, même si cette technique implique des signaux plus longs.
- Un signal de chaleur peut être enregistré étant donné que l'énergie déposée est convertie ultimement en chaleur. Les signaux sont en conséquence longs et nécessitent des conditions cryogéniques.

La figure 3.13 présente les principaux noyaux utilisés dans les expériences actuelles et leurs techniques de détection associées pouvant combinées plusieurs types de signaux. Un détecteur à  $^3\text{He}$  mesurant l'énergie libérée dans la voie ionisation et à projection de traces permet d'être complémentaire aux expériences en cours. Le tableau 3.3 résume les principales expériences de détection directe de matière sombre non-baryonique. L'utilisation du milieu sensible  $^3\text{He}$  permet de récupérer une fraction de l'énergie totale dans la voie ionisation. Estimons maintenant la proportion d'énergie libérée dans la voie d'ionisation dans le cas de l' $^3\text{He}$ .

### 3.4.4 Les rapports d'ionisation prédits par la théorie de Lindhard

La discrimination gamma/neutron est basée sur le fait que les neutrons et les rayons  $\gamma$  ont des rapports d'ionisation différents. Les neutrons et les WIMPS ne sont sensibles qu'à l'interaction nucléaire et n'interagissent pas avec le cortège électronique. Le rapport d'ionisation entre les reculs électroniques et les reculs nucléaires étant différents, la mesure de ce rapport permet de discriminer les deux types



**FIG. 3.13** – Techniques utilisées par les principales expériences de détection directe de matière sombre non-baryonique, associées à leurs noyaux cibles. Les pourcentages de l'énergie totale déposés dans les différentes voies sont indiqués.

de reculs. Il est essentiel de différencier les reculs nucléaires des reculs électroniques car ces derniers constituent une source importante de bruit de fond.

Une particule de recul (électron ou noyau) va déposer son énergie essentiellement par trois processus : ionisation, scintillation et phonons. Les proportions se répartissent différemment pour un recul nucléaire et un recul électronique. Pour caractériser cela, il est utile de définir un facteur dit de "quenching" noté  $Q$ , rapport de l'énergie libérée en ionisation (resp. de scintillation) par un recul nucléaire sur cette même énergie (resp. scintillation) libérée par un recul électronique. Ces facteurs permettent de convertir les énergies étalonnées en keV équivalent électrons ( $\text{keV}_{ee}$ ) par des sources de photons en keV, ce qui est nécessaire à l'analyse des spectres de recul en termes de WIMPs.

Pour les détecteurs à ionisation, la théorie de Lindhard [125] permet de prédire la proportion de l'énergie totale libérée dans la voie ionisation, appelée rapport d'ionisation. Pour un recul nucléaire, une fraction de l'énergie est perdue par collision avec les électrons alors qu'une partie est cédée pour le déplacement des noyaux. Ces fractions sont déterminées par la compétition entre l'énergie transférée aux électrons et

Discrimination	Nom	Lieu	Technique	Matériau	Statut
aucune	GENIUS-TF	Gran Sasso	ionisation	42 kg Ge	en cours
	MACHe3	Grenoble	chaleur	0.02 g $^3\text{He}$	en cours
statistique	DAMA	Gran Sasso	scintillation	100 kg NaI	arrêtée
	LIBRA	Gran Sasso	scintillation	250 kg NaI	en cours
	ZEPLIN-I	Boulby mine	scintillation	4 kg de Xe liquide	en cours
événement par événement	CDMS-I	Stanford	chaleur+ionisation	1 kg Ge + Si	arrêtée
	CDMS-II	Soudan mine	chaleur+ionisation	2 à 7 kg de Ge + Si	en cours
	CRESST-I	Gran Sasso	chaleur+scintillation	0.262 kg $\text{Al}_2\text{O}_3$	arrêtée
	CRESST-II	Gran Sasso	chaleur+scintillation	0.6 à 9.9 kg de $\text{CaWO}_4$	en cours
	Edelweiss-I	Modane	chaleur+ionisation	1 kg Ge	arrêtée
	SIMPLE	Rustrel	superheated droplets	fréon	arrêtée

**TAB. 3.3** – Principales expériences de détection directe de WIMPs et leurs caractéristiques.

aux reculs nucléaires lors des collisions ayant lieu lors du ralentissement de la particule. Ces dernières dépendent du milieu, du type de particules incidentes ainsi que de son énergie. Ces quantités dépendent des sections efficaces électronique et nucléaire. Pour comparer ces deux types de sections efficaces, il est utile de définir les variables adimensionnées  $\epsilon$  et  $\rho$  [125] reliées respectivement à l'énergie et au parcours de la particule (électron ou noyau). La figure 3.14 présente les pouvoirs d'arrêt ( $d\epsilon/d\rho$ ) électronique et nucléaire en fonction de la variable  $\epsilon$ . La compétition de ces deux quantités dépend de l'énergie de la particule. Deux régions de comportements différents se distinguent. La région où le pouvoir d'arrêt nucléaire domine et où peu d'énergie est déposée par collision avec les électrons. Cette région est bornée supérieurement par une énergie critique  $\epsilon_c$ . Au delà de cette énergie, le pouvoir d'arrêt nucléaire diminue et le pouvoir d'arrêt électronique devient dominant. Il croît en  $\epsilon^{1/2}$ . L'énergie transférée au noyau de recul suite à l'interaction d'un WIMP est telle que l'on se situe dans la plage où la perte d'énergie est le résultat de la compétition entre les pouvoirs d'arrêt nucléaire et électronique. Seule une partie de l'énergie déposée est libérée dans la voie ionisation. Cette fraction est donnée par [125] :

$$R(\epsilon) = \frac{k g(\epsilon)}{1 + k g(\epsilon)} \quad (3.28)$$

où  $g$  est une fonction empirique<sup>6</sup> et  $k$  est un facteur dépendant du milieu et de la particule incidente. Dans le cas où ces derniers sont identiques, il est donné par :  $k = 0.133 Z^{2/3} A^{-1/2}$ . Une expression analytique résultant d'un ajustement de la fonction  $g$  est donnée dans [102]. La figure 3.15 (a) présente

<sup>6</sup>Une expression analytique de la fonction  $g$  est donnée dans [102].

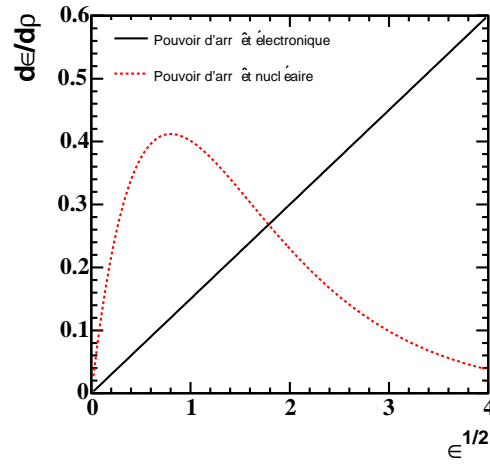


FIG. 3.14 – Pouvoirs d'arrêt électronique (trait plein) et nucléaire (pointillés) en unité de  $(\rho, \epsilon)$  qui sont reliés respectivement au parcours et à l'énergie de la particule.

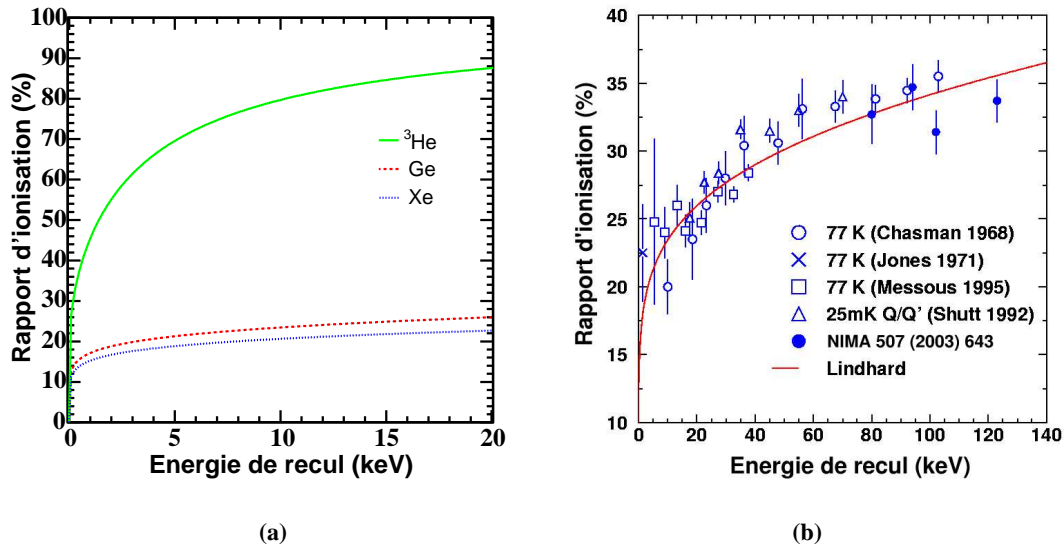


FIG. 3.15 – Rapports d'ionisation prédits par la théorie de Lindhard [125] pour l' $^3\text{He}$ , le  $^{73}\text{Ge}$  et le  $^{129}\text{Xe}$  (a). Dans la plage en énergie considérée,  $\sim 20\%$  de l'énergie totale est libérée dans la voie ionisation pour les noyaux  $^{73}\text{Ge}$  et  $^{129}\text{Xe}$ . Dans le cas l' $^3\text{He}$ , plus de  $40\%$  est libérée en ionisation pour des énergies supérieures à  $1\text{ keV}$ . L'accord de la prédiction basée sur la théorie de Lindhard avec les mesures expérimentales est présentée (b). Cette figure est adaptée de [126].

les rapports d'ionisation pour différents milieux sensibles en fonction de l'énergie du recul nucléaire. Dans la plage en énergie  $[0, 20]\text{ keV}$ , le rapport d'ionisation pour le  $^{73}\text{Ge}$  et le  $^{129}\text{Xe}$  est inférieur à  $30\%$ .

Dans le cas de l' $^3\text{He}$ , pour des reculs supérieurs à 1 keV, plus de 40% de l'énergie est libérée dans la voie ionisation. Sur la figure 3.15 (b), l'accord de la prédiction basée sur la théorie de Lindhard avec les mesures effectuées pour le noyau de germanium est présenté. Ainsi, la réponse d'un détecteur à ionisation à un recul nucléaire d'énergie  $E_R$  est connue. Le signal mesuré en  $\text{keV}_{ee}$  est donnée par  $E_{ee} = R \times E_R$ .

### 3.5 Intérêt d'un détecteur à $^3\text{He}$ pour la recherche de matière sombre non-baryonique par détection directe

Les propriétés de l' $^3\text{He}$  rendent ce milieu sensible privilégié pour la détection de matière sombre non-baryonique, en termes de recherche du signal WIMP mais aussi de capacité à discriminer les événements constituant le bruit de fond comme les muons cosmiques, les neutrons et les rayons  $\gamma$  provenant de la radioactivité naturelle. Détaillons ici les principaux atouts de l' $^3\text{He}$ .

#### 3.5.1 La recherche du signal WIMP

L'intérêt de l' $^3\text{He}$  comme un milieu sensible est donné par les propriétés suivantes :

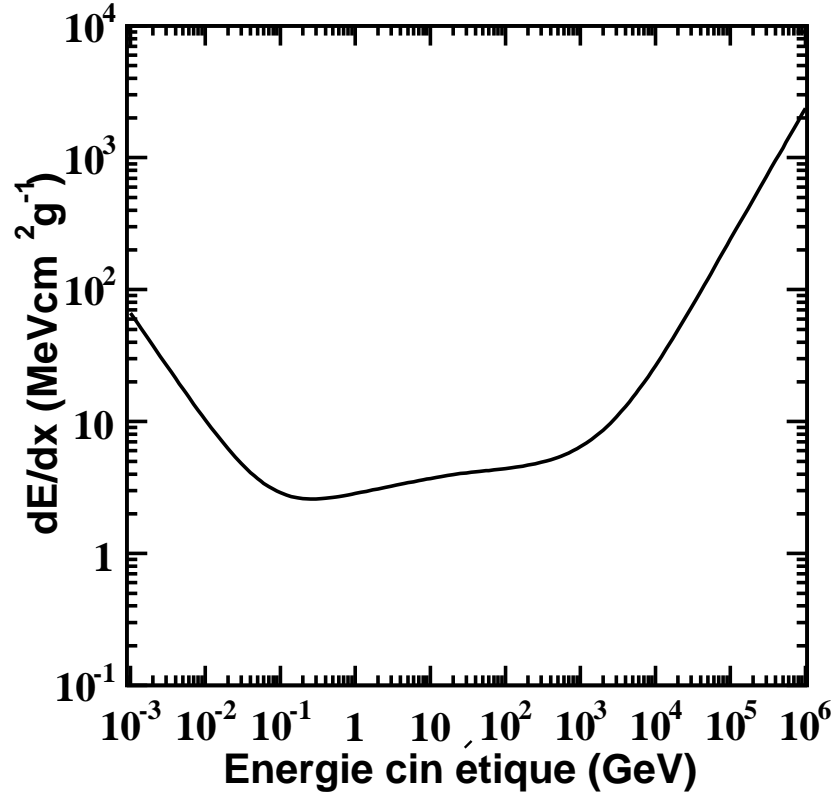
1. La plage en énergie dans laquelle le signal doit être recherché. L' $^3\text{He}$  étant un noyau léger ( $m(^3\text{He}) = 2.81 \text{ GeV}/c^2$ ), tous les événements vont être concentrés dans une plage en énergie extrêmement étroite : typiquement entre le seuil en énergie ( $\sim 1 \text{ keV}$ ) et 6 keV. En effet, l'énergie de recul du noyau d' $^3\text{He}$  ne dépend que très faiblement de la masse du WIMP incident (cf. figure 3.5). La faisabilité de la détection d'événements dans la plage en énergie du keV sera présentée dans le Chapitre 6.
2. Etant un noyau de spin 1/2, il permet d'être sensible à l'interaction axiale avec le WIMP incident. Cette contribution à la section efficace totale est nulle dans le cas de noyaux pairs. Cette caractéristique rend un détecteur utilisant le noyau d' $^3\text{He}$  complémentaire aux détecteurs utilisant des noyaux pairs, qui ne sont sensibles qu'à l'interaction scalaire (cf. Chapitre 10). D'autre part, sa faible masse lui permet d'être sensible à des masses légères de WIMPs, et plus particulièrement à des masses de neutralinos  $\tilde{\chi}$  inférieures à  $45 \text{ GeV}/c^2$ . Les modèles SUSY non universaux permettent de proposer des neutralinos jusqu'à des masses de  $\sim 5 \text{ GeV}/c^2$  satisfaisant à la fois les contraintes cosmologiques et sur accélérateurs (cf. Chapitre 10).

#### 3.5.2 La discrimination des bruits de fond physiques

##### a) Interaction des muons

Les muons constituent la composante la plus abondante du rayonnement cosmique au niveau de la mer. La section efficace d'interaction des muons est très importante. La figure 3.16 présente la perte d'énergie des muons dans l' $^3\text{He}$  ( $\text{MeVcm}^2\text{g}^{-1}$ ) en fonction de leur énergie (GeV). Le minimum d'ionisation

a lieu pour une énergie de 267 MeV. Dans un laboratoire souterrain, l'énergie des muons incidents est de  $\mathcal{O}(100)$  GeV. Lors de leur interaction, les processus radiatifs deviennent alors non négligeables. Ceci



**FIG. 3.16** – Perte d'énergie des muons ( $\text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1}$ ) dans l' $^3\text{He}$  en fonction de leur énergie (GeV). Le minimum d'ionisation est à 267 MeV. L'énergie critique au-dessus de laquelle les processus radiatif deviennent dominant est de 235 GeV. Figure compilée avec [127].

est observé sur la figure 3.16 qui montre une augmentation du  $dE/dx$  au-delà de  $\sim 100$  GeV. L'énergie critique  $E_c$  au-dessus de laquelle la perte d'énergie par ionisation devient sous dominante est  $E_c=235$  GeV. L'importance des processus radiatifs sera souligné dans le chapitre 9. Leurs interactions dans les matériaux constituant les blindages utilisés par les expériences de détection directe de matière sombre non-baryonique, induisent des flux de neutrons dont l'estimation est cruciale (cf. Chapitre 9).

Au niveau de la mer, l'énergie moyenne des muons est de  $\sim 2$  GeV conduisant à une perte d'énergie essentiellement par ionisation. Dans un détecteur utilisant de l' $^3\text{He}$  superfluide ( $\rho(^3\text{He}_{\text{SF}}) = 0.08 \text{ g cm}^{-3}$ ) avec des cellules de tailles typiques  $\sim 0.4$  cm (cf. Chapitre 6), les dépôts d'énergie attendus sont de l'ordre de 70 keV par cellule. Ceci impliquera une réjection énergétique excellente. Pour un détecteur d' $^3\text{He}$  gazeux à 3 bar utilisant des "micro-tpc" de l'ordre de 15 cm de hauteur comme module élémen-



taire, on obtient des dépôts de  $\sim 30$  keV. La réjection sera donc très bonne. Celle-ci est encore améliorée par la reconstruction de la trace des muons qui permet de séparer les trajectoires périphériques impliquant des dépôts en énergie moindres (cf. Chapitre 8).

Il est intéressant d'estimer à ce stade le nombre de cellules à  $^3\text{He}$  superfluide de volume typique  $\sim 85$  mm<sup>3</sup>, que peut contenir une chambre cubique à  $^3\text{He}$  gazeux à 3 bar. Un calcul simple montre qu'une chambre de  $15 \times 15 \times 15$  cm<sup>3</sup> contient  $\sim 200$  cellules élémentaires à  $^3\text{He}$  superfluide.

### b) Interaction des neutrons

Les neutrons peuvent interagir dans l' $^3\text{He}$  selon essentiellement trois processus :

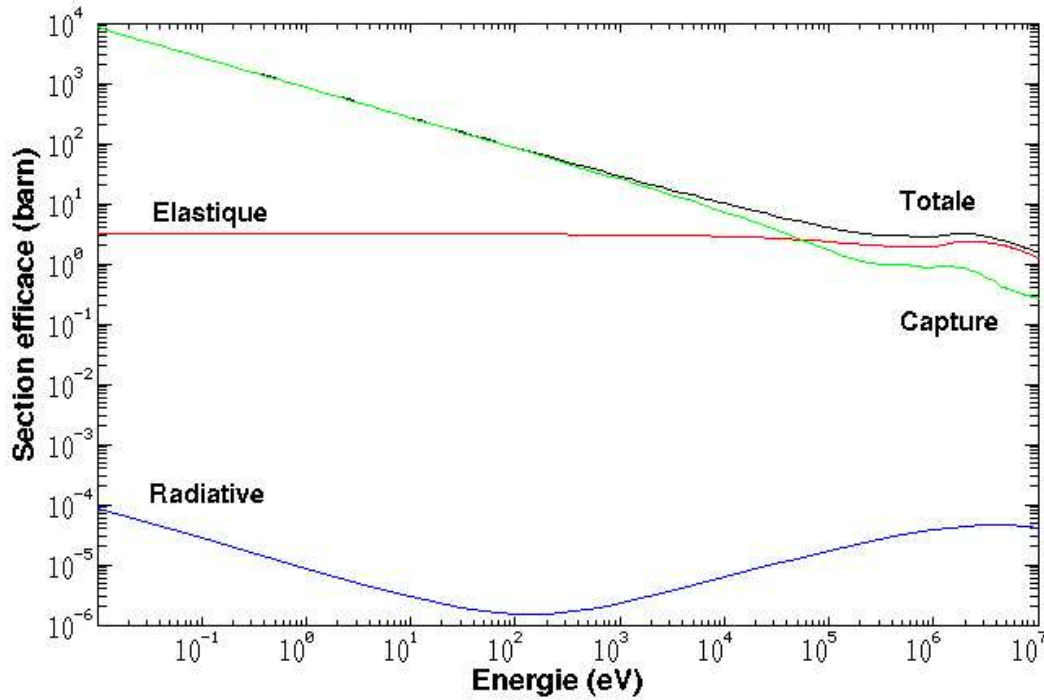
- par réaction photonucléaire : le noyau d' $^3\text{He}$  peut former avec un neutron, un  $^4\text{He}$  dans un état excité qui émet un rayon  $\gamma$  par désexcitation. Le spectre des  $\gamma$  émis est formé d'un continuum jusqu'à quelques centaines de MeV [128]. Ce processus est largement sous dominant ( $\sigma_{\text{radiatif}} \leq 10^{-4}$  barn) dans la gamme en énergie considérée.
- par diffusion élastique : cette réaction est dominante pour des neutrons d'énergies cinétiques supérieures à 100 keV. Pour des neutrons de 1 MeV,  $\sigma_{\text{élastique}} \sim 2$  barn.
- par processus de capture : pour des énergies inférieures à 10 keV, le processus de capture est prépondérant. Il est trois fois plus probable que la diffusion élastique à 10 keV,  $\sigma_{\text{capture}} \sim 10$  barn. Le processus de capture neutronique est une réaction exothermique dont l'équation est :



L'énergie libérée est répartie en énergie cinétique pour le proton (573 keV) et le tritium (191 keV). Dans le cas de la capture, l'interaction des neutrons fournit un dépôt d'énergie clairement discriminé de celui induit par le signal WIMP.

Lors de la capture neutronique, il y a émission d'un noyau de tritium. Celui se désintègre par réaction  $\beta^-$  avec une période de  $T = 12.33$  ans :  $^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$ . Un électron est émis avec une énergie cinétique maximale d'environ 18 keV. Ce type d'événement peut engendrer du bruit de fond sous la forme de reculs électroniques dans la plage en énergie d'intérêt. Dans un premier temps, il est essentiel de compter le nombre de capture neutronique pour estimer le nombre d'électrons provenant de la désintégration du tritium. Une séparation par la longueur de la trace de l'électron (cf. Chapitre 7) permettra également de lutter efficacement contre ce bruit de fond. La figure 3.17 présente l'évolution de la section efficace d'interaction des neutrons dans l' $^3\text{He}$ . Celle-ci diminue avec l'énergie du neutron incident, de  $\sim 10^3$  barn pour des neutrons de 1 eV à 1 barn pour des neutrons de 10 MeV. Le processus de capture neutronique domine pour des énergies inférieures à 100 keV, permettant une discrimination des neutrons par rapport aux WIMPs d'autant plus importante que l'énergie des neutrons diminue. La séparation de l'interaction des neutrons pour un détecteur à  $^3\text{He}$  peut être réalisée de deux façons :

1. En favorisant la diffusion multiple dans le détecteur. Un détecteur massif permettant la localisation des interactions peut alors rejeter un neutron effectuant au moins deux interactions.



**FIG. 3.17** – Section efficace totale d'interaction des neutrons (barn) sur  $^3\text{He}$  en fonction de leur énergie (eV). Les contributions dues à la capture radiative, la diffusion élastique et la capture neutronique sont indiquées. Figure compilée avec [128].

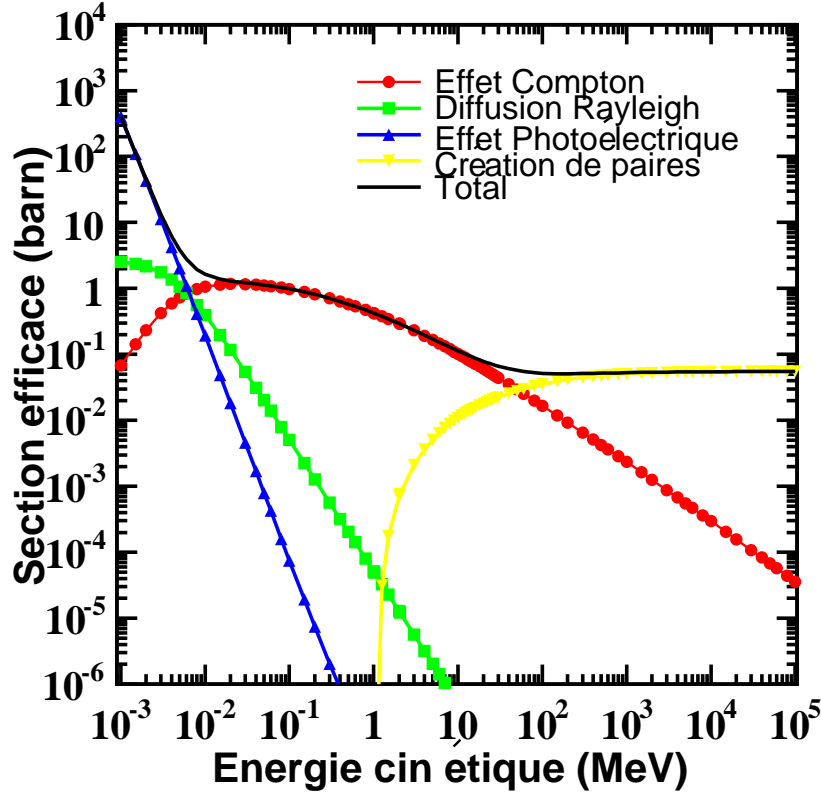
2. En ralentissant les neutrons incidents par l'intermédiaire d'un blindage composé d'un matériau riche en hydrogène comme la paraffine. Ceci permet de favoriser le processus de capture qui induit un signal largement discriminé en énergie par rapport à celui dû à un WIMP.

Le nombre d'interactions dans le détecteur et la possibilité de signer l'interaction d'un neutron par le processus de capture sont essentiels pour rejeter ce type de bruit de fond. Cette dernière propriété est un atout rare car les neutrons constituent le bruit de fond ultime à la détection de WIMPs. En effet, leur diffusion élastique sur le noyau d' $^3\text{He}$  induit un recul nucléaire qui simule exactement le signal recherché. Un détecteur à  $^3\text{He}$  a donc la possibilité de séparer l'interaction des neutrons par rapport à celle des WIMPs.

### c) Interaction des rayons $\gamma$

Les rayons  $\gamma$  ont une section efficace faible avec le noyau d' $^3\text{He}$  comparée à celle obtenue avec les autres noyaux plus lourds utilisés par les expériences actuelles de recherche de matière sombre non-baryonique. La figure 3.18 présente la section efficace des photons dans  $^3\text{He}$ . Dans la plage en énergie

du MeV contenant les principales contributions de la radioactivité naturelle, leur section efficace est inférieure à 1 barn. Le processus dominant est la diffusion Compton. Dans la gamme en énergie d'intérêt,



**FIG. 3.18** – Section efficace totale d'interaction des rayons  $\gamma$  dans l' $^3\text{He}$  en fonction de leur énergie cinétique (MeV). Les contributions de l'effet photoélectrique ( $\blacktriangle$ ), la diffusion Rayleigh ( $\blacksquare$ ), l'effet Compton ( $\bullet$ ) et la création de paires ( $\blacktriangledown$ ) sont indiquées. Figure compilée avec [129].

l'effet photoélectrique est faible par rapport à la diffusion Compton. Pour des photons de 10 keV, cette dernière est d'un ordre de grandeur supérieure. A cette énergie, la section efficace photoélectrique dans le germanium est de  $4.3 \times 10^3$  barn.

La discrimination des rayons  $\gamma$  pour un détecteur à  $^3\text{He}$  massif est donc basée sur :

1. la diffusion multiple qui permet à l'aide d'un détecteur à localisation de signaler ce type d'événement.
2. Dans le cas d'une interaction unique, la discrimination a lieu par projection de la trace du recul électronique induit (cf. Chapitre 7). La séparation des reculs nucléaires par rapport aux reculs électroniques (bruit de fond) est alors atteinte grâce à la reconstruction de leur parcours en fonction de l'énergie déposée.

Après avoir présenté en détail les propriétés privilégiées de l' $^3\text{He}$  comme noyau cible pour la détection de matière sombre non-baryonique et ses atouts pour la réjection des bruits de fond, nous allons voir dans la deuxième partie les premiers résultats expérimentaux sur un détecteur prototype multicellulaire à  $^3\text{He}$  comme la faisabilité de la détection d'événements dans la plage en énergie du keV et l'utilisation de la corrélation entre les cellules pour discriminer les événements constituant le bruit de fond. Ces résultats permettront de vérifier expérimentalement certaines propriétés de l' $^3\text{He}$ . La troisième partie est dédiée à un détecteur à  $^3\text{He}$  utilisant la double détection de l'énergie d'ionisation et la trace des particules de recul.



## **Deuxième partie**

# **Le détecteur MACHe3**



## Chapitre 4

# Introduction au détecteur MACHe3

### Sommaire

3.1	Gel des WIMPs et densité relique de neutralinos $\tilde{\chi}$ . . . . .	53
3.2	Section efficace d'interaction et taux de détection . . . . .	56
3.3	Détection indirecte de matière sombre non-baryonique . . . . .	66
3.4	Détection directe de matière sombre non-baryonique . . . . .	69
3.5	Intérêt d'un détecteur à $^3\text{He}$ . . . . .	76

A partir des premières mesures de neutrons utilisant la cellule bolométrique à  $^3\text{He}$  [130], une collaboration entre le LPSC et le CRTBT (Centre de Recherche sur les Très Basses Températures) a proposé en 2001 un projet de détecteur composé de cellules bolométriques à  $^3\text{He}$  superfluide fonctionnant à ultra-basses températures ( $\sim 100 \mu\text{K}$ ) pour la recherche de matière sombre non-baryonique par détection directe [131, 132]. La première section de ce chapitre expose le dispositif expérimental utilisé par ce type de détecteur bolométrique utilisant l' $^3\text{He}$  superfluide comme milieu sensible. Dans un deuxième temps, le prototype multicellulaire fonctionnant à une température de  $\sim 100 \mu\text{K}$  élaboré et construit au CRTBT sera présenté ainsi que la source de  $^{57}\text{Co}$  de très faible activité préparée au LPSC, et utilisée pour son étalonnage. Le pouvoir de réjection d'une matrice possédant une grande granularité sera estimé par simulation avec le code Geant4 pour montrer la capacité de MACHe3 à discriminer les événements du bruit de fond.

### 4.1 Dispositif expérimental

Les premiers résultats sur la cellule bolométrique utilisée comme un détecteur de neutrons afin d'étudier la production de vortex dans l' $^3\text{He}$  superfluide [130, 133] ont motivé l'utilisation de cette cellule comme un détecteur de particules. Ce détecteur est inséré dans un dispositif expérimental complexe pour pouvoir atteindre la gamme des ultra-basses températures dans laquelle il fonctionne. Le dispositif



expérimental utilise un cryostat à désaimantation adiabatique nucléaire comprenant un étage à dilution  $^3\text{He}/^4\text{He}$  qui permet d'atteindre des températures de l'ordre du mK. La désaimantation nucléaire du cuivre permet de refroidir l' $^3\text{He}$  jusqu'à des températures de l'ordre de  $100\ \mu\text{K}$ . Une base de béton d'une tonne posée sur des coussins d'air pressurisés permet de s'affranchir des vibrations mécaniques au-dessus de quelques Hz. Les fils vibrants utilisés comme technique de détection (cf. 4.1.2), sont des résonateurs mécaniques fonctionnant dans la gamme de quelques centaines de Hz à quelques kHz. La réduction de vibrations parasites s'effectue par le passage des câbles dans des bacs à sable. Une source importante des vibrations provient du bruit acoustique transmis par l'air vers le cryostat. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 4.1. Un château de plomb<sup>1</sup> permettant une couverture de 80% a été mis en place. Il permet de diminuer le bruit de fond ambiant dû à la radioactivité naturelle.



**FIG. 4.1** – Dispositif expérimental pour les expériences de MACHe3 contenant un cryostat à désaimantation nucléaire entouré du château de plomb de 4 tonnes d'une épaisseur de 8 cm permettant un blindage de couverture géométrique  $\sim 80\%$ .

#### 4.1.1 L'étage à désaimantation adiabatique nucléaire

Une bobine supraconductrice en NbTi fournit un champ magnétique intense de  $\sim 7\ \text{T}$ . Le champ magnétique appliqué écarte les niveaux énergétiques Zeeman des noyaux de cuivre peuplés selon une dis-

<sup>1</sup>Ce château a été monté en collaboration avec C. Winkelmann et E. Perbet.

tribution de Boltzman en  $E_Z/k_B T$ . Lorsque le champ magnétique est diminué à entropie constante, la population des différents niveaux reste inchangée mais la réduction de leurs écarts  $\Delta E_Z$  implique une diminution de la température. Une fois le liquide refroidi par le circuit à dilution, l'étage de désaimantation est découplé de la source froide par un interrupteur thermique. Il est constitué de feuilles d'aluminium constituant un bon conducteur thermique en présence d'un champ magnétique local. Lorsque ce champ magnétique est coupé, l'aluminium devient supraconducteur et l'étage de cuivre est ainsi isolé du système de dilution. Le champ magnétique est ensuite lentement abaissé. Le processus de désaimantation permet après  $\sim 7$  h, d'atteindre un champ magnétique résiduel de l'ordre de 100 mT.

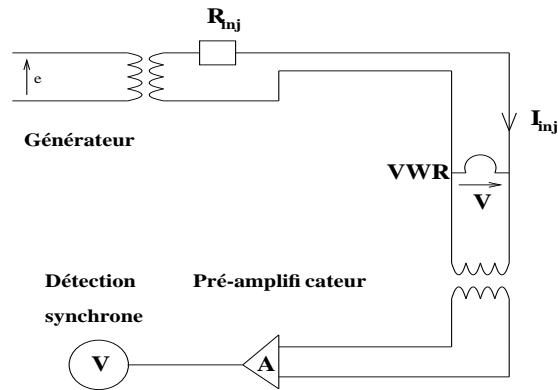
Après la désaimantation adiabatique, la température est de l'ordre de 100  $\mu$ K. En dessous d'une température critique  $T_c$  variant de 0.93 (à 1 bar) à 2.49 mK (à 20 bar), l' $^3\text{He}$  liquide subit une transition de phase vers ses états superfluides [134]. Dans les conditions de température et de pression utilisées pour le projet MACHe3, 100  $\mu$ K et 1 bar, l' $^3\text{He}$  est dans sa phase superfluide B. Il s'agit d'une phase isotrope adaptée à la détection bolométrique [135].

#### 4.1.2 Principe de détection

Le fil vibrant est un résonateur mécanique entretenu constitué par un fil supraconducteur en NbTi fixé à ses deux extrémités sur un plan et formant une boucle semi-circulaire oscillant perpendiculairement à son plan. Les oscillations du fil vibrant peuvent être détectées via la tension induite par le mouvement de la boucle à travers les lignes de champ magnétique (loi de Faraday). Lorsqu'une particule interagit dans l' $^3\text{He}$  superfluide, elle produit un nuage de quasiparticules qui interagit avec le fil vibrant. La fréquence de résonance de celui-ci est ainsi amortie et la mesure de cet amortissement permet d'avoir accès à l'énergie déposée. La figure 4.2 présente le schéma du dispositif de mesure permettant d'avoir accès à l'énergie déposée dans la cellule. La tension induite par l'oscillation du fil est détectée par un transformateur relié à un pré-amplificateur bas bruit avant d'être lue par l'amplificateur "lock-in". La détection synchrone permet de mesurer cette tension à une fréquence donnée. La résonance de la tension induite peut être décrite par une lorentzienne [136]. Pour avoir accès à la largeur de la résonance, la mesure est faite à fréquence fixe et on profite du fait que pour une lorentzienne la hauteur est liée à sa largeur. La largeur en fréquence obtenue est convertie en énergie déposée après étalonnage.

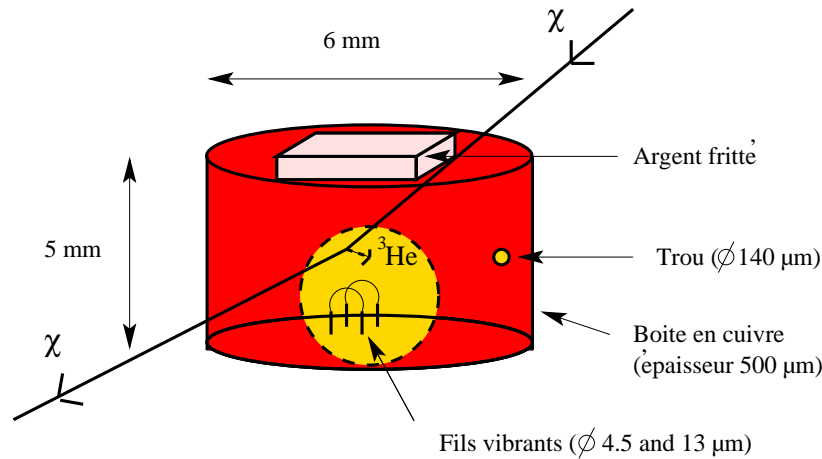
#### 4.1.3 La cellule bolométrique

Une cellule typique consiste en un cylindre en cuivre remplie d' $^3\text{He}$  qui est en contact thermique avec le bain extérieur par l'intermédiaire d'un orifice comme présenté sur la figure 4.3. Le dépôt d'énergie induit par l'interaction d'une particule à l'intérieur de la cellule se caractérise par une augmentation de la densité de quasiparticules [137]. Le temps de relaxation des quasiparticules à travers l'orifice est de l'ordre de 5s. La perte de chaleur par les parois peut être négligée à cause de la grande résistance thermique (résistance de Kapitza) à l'interface solide-liquide à très basse température [135]. Le superfluide est ainsi découplé thermiquement des parois du bolomètre. Le contact thermique avec le bain extérieur



**FIG. 4.2** – Schéma du dispositif électronique de mesure. Une tension sinusoïdale  $V$  est appliquée au système. Une résistance d'injection ( $R_{inj}$ ) permet d'imposer un courant d'excitation connu ( $I_{inj}$ ). L'oscillation du fil produit une tension induite qui est amplifiée par un pré-amplificateur. Celle-ci est envoyée à la détection synchrone.

est assuré par un orifice par lequel les quasiparticules peuvent diffuser suite à l'élévation de température induite par l'interaction d'une particule à l'intérieur du cylindre.



**FIG. 4.3** – Schéma d'une cellule bolométrique à  $^3\text{He}$ . L'interaction d'une particule incidente avec l' $^3\text{He}$  superfluide induit un nuage de quasiparticules qui amortit lors de sa diffusion la vibration des fils. Le contact thermique avec le bain extérieur est assuré par un orifice à travers lequel les quasiparticules peuvent diffuser.

## 4.2 Le prototype multicellulaire de MACHe3

Un prototype multicellulaire contenant une source d'électrons de conversion interne de basses énergies a été construit au CRTBT pour montrer la faisabilité de la détection d'événements dans la

plage en énergie du keV et la possibilité de signer des événements en coïncidences par l'utilisation de la corrélation temporelle entre les cellules.

#### 4.2.1 La source d'électrons de conversion de $^{57}\text{Co}$

Une source de  $^{57}\text{Co}$  a été construite au LPSC. La présence de raies d'électrons de conversion à basses énergies rend ce noyau très intéressant pour montrer la possibilité de les détecter dans l' $^3\text{He}$ . Le noyau de cobalt  $^{57}_{27}\text{Co}$ , se désintègre à 100% par capture électronique vers les états excités de 706,42 keV (0.18%) et 136,47 keV (99,82%) du  $^{57}_{26}\text{Fe}$ . Le schéma de désintégration est présenté sur la figure 4.4. Les données atomiques et celles concernant l'émission photon permettent de résumer la composition du

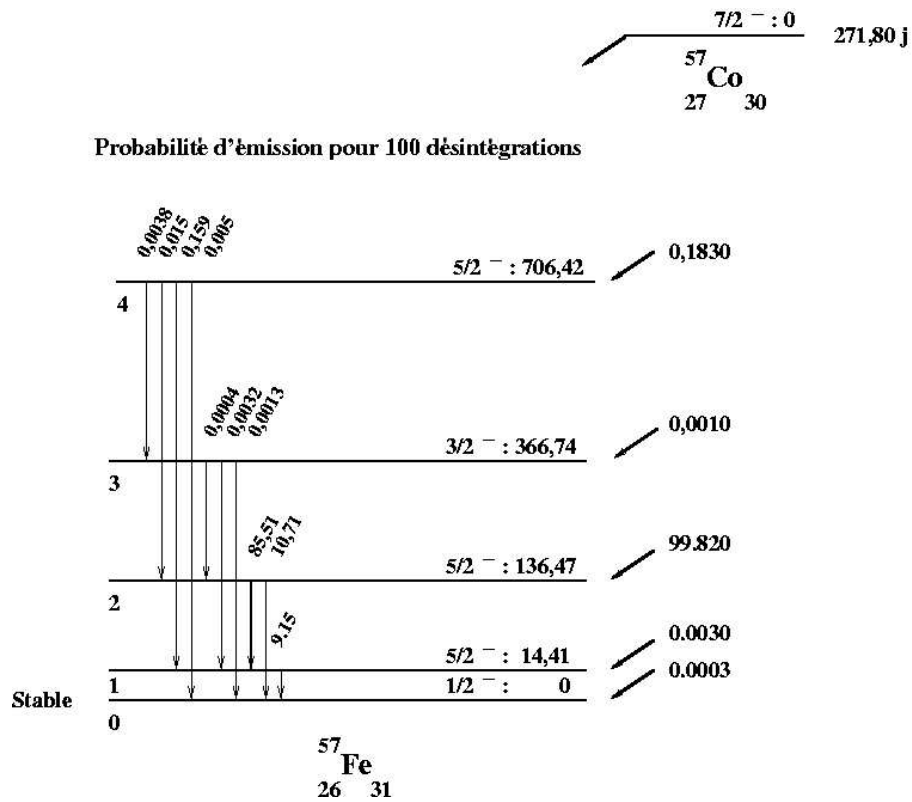


FIG. 4.4 – Schéma de désintégration du noyau de  $^{57}\text{Co}$ .

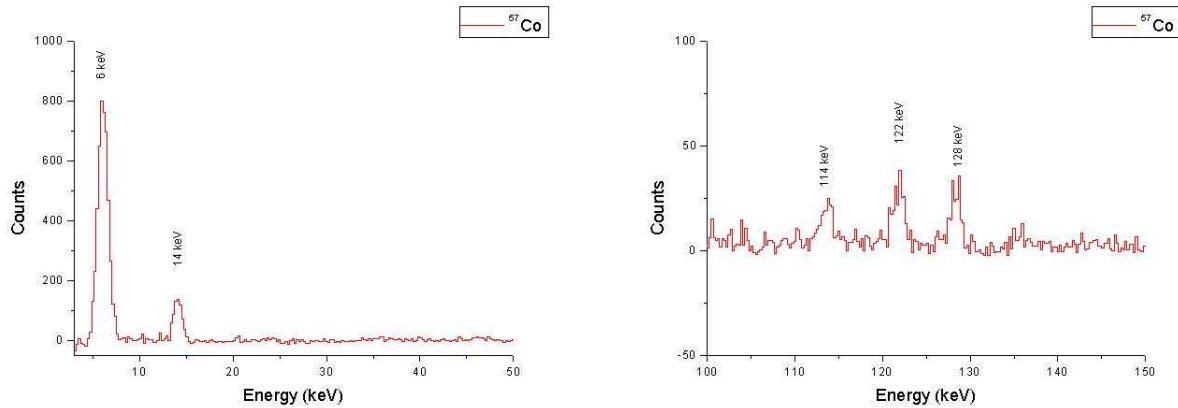
spectre attendu, et plus précisément les intensités relatives de chacun de ses pics. Pour 100 désintégrations, on a :

- électrons Auger de 5,4 à 7,1 keV : 105
- rayons X, raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$ , de 6,3 à 7,1 keV : 57
- électrons de conversion de la couche K à 7,3 keV : 70,4
- électrons de conversion de la couche L à 13,6 keV : 7,16
- électrons de conversion de la couche M à 14,2 keV : 1,03

- rayons  $\gamma$  à 14,4 keV : 9,15
- électrons de conversion à 114,9 keV : 1,81
- électrons de conversion à 121,2 keV : 0,178
- rayons  $\gamma$  à 122 keV : 85,51
- électrons de conversion à 129,5 keV : 1,42
- rayons  $\gamma$  à 136,5 keV : 10,71

La présence de raies d'électrons de conversion à 7,3, 13,6 et 14,2 keV présente ce noyau comme privilégié pour la plage en énergie d'intérêt pour MACHe3. La source a été réalisée au LPSC à partir d'une solution étalon contenant  $10 \mu\text{g g}^{-1}$  de chlorure de cobalt ( $\text{CoCl}_2$ ) dissout dans une solution normale d'acide chlorhydrique. La solution étalon est alors diluée. Par évaporation, le dépôt obtenu sur une feuille d'or forme une tâche circulaire de  $8 \mu\text{g}$  et 5 mm de diamètre.

Pour déterminer l'activité de cette source, celle-ci est alors placée à 9,5 mm d'un détecteur de barrière de surface de silicium. Une estimation de l'activité de la source de  $^{57}\text{Co}$  peut être réalisée à l'aide de la raie  $\gamma$



**FIG. 4.5** – Spectre de la source de  $^{57}\text{Co}$  obtenu avec un détecteur de barrière de surface de silicium. Les principales raies de désintégration de la source de  $^{57}\text{Co}$ . Les principales raies de désintégration de la source de  $^{57}\text{Co}$ . Les contributions pour le pic à  $\sim 6 \text{ keV}$  sont les électrons Auger, les rayons X et les électrons de conversion de la couche K. Le pic à  $\sim 14 \text{ keV}$  est composé d'électrons de conversion des couches L et M et des rayons  $\gamma$ .

à 14,4 keV dont la probabilité d'émission de 9,15 pour 100 désintégrations. L'efficacité du détecteur pour les rayons  $\gamma$  de 14,4 keV est proche de 100%<sup>2</sup>. Les coefficients de conversion des couches L et M sont 7,16% et 1,03 % respectivement. L'intensité totale à  $\sim 14 \text{ keV}$  est donc :  $I_t = I_\gamma + I_{ec} = (1 + \alpha_{ec}) I_\gamma$ , où  $\alpha_{ec}$ , somme des coefficients de conversion des couches L et M, a pour valeur 8,19%. L'activité de la source, A, est obtenue par :

$$A = \frac{N(14)}{\epsilon_{geom} P_e(14) (1 + \alpha_{ec}) t} \quad (4.1)$$

<sup>2</sup>La longueur d'atténuation massique dans le silicium est de  $0.1 \text{ g cm}^{-2}$  pour les photons de 14 keV [6]. Avec une épaisseur de silicium de 5 mm, l'efficacité  $\gamma$  à cette énergie est supérieure à 99,999%.

où  $N(14)$  est le nombre de coups dans le pic à 14 keV,  $\epsilon_{geom}$  est l'efficacité géométrique du détecteur, c'est-à-dire la fraction d'angle solide sous lequel est vu le détecteur,  $P_e(14)$ , la probabilité d'émission de la raie à 14 keV, et  $t$  le temps d'acquisition. Avec  $N(14) = 2329 \pm 20$ ,  $\epsilon_{geom} = 0.21$ ,  $P_e(14) = 0.0915$  et  $t = 87853$  s, l'activité de la source est  $1.27 \pm 0.01$  Bq. L'efficacité du détecteur silicium aux  $\gamma$  de 122 keV,  $\epsilon_\gamma$ , peut être évaluée en connaissant les probabilités d'émission du 14,4 keV et du 122 keV et le nombre de coups dans chaque pic :

$$\frac{N(122)}{N(14.4)} = \frac{P_e(122)}{P_e(14.4)} \frac{\epsilon_{\gamma(122)}}{\epsilon_{\gamma(14.4)}} \quad (4.2)$$

Avec  $N(122) = 628$ ,  $P_e(122) = 0.855$  et les valeurs ci-dessus, l'efficacité du détecteur silicium aux  $\gamma$  de 122 keV est de  $0.0289 \pm 0.0009$ . L'activité calculée sur le 122 keV est de  $1.37 \pm 0.04$  Bq.

Une mesure indépendante de l'activité de la source a été réalisée au laboratoire de basse activité (LBA) du LPSC à l'aide d'un détecteur de Germanium sur la raie  $\gamma$  à 122 keV. L'activité est  $2.08 \pm 0.19$  Bq. Ce résultat est incompatible avec la valeur déterminée précédemment. Il est important de noter que les barres d'erreurs ne tiennent pas compte des effets systématiques<sup>3</sup>.

#### 4.2.2 Coïncidence entre les cellules

Le prototype multicellulaire contient trois cellules. La cellule centrale contient une fraction de la source de  $^{57}\text{Co}$  décrite précédemment. Une photographie du détecteur est présentée sur la figure 4.6 et une vue schématique sur la figure 4.7. Il contient trois cellules cylindriques de 6 mm de diamètre et 5 mm de hauteur. Chaque cellule contient un fil vibrant en NbTi de diamètre  $4.5 \mu\text{m}$  de fréquence de résonance  $\sim 500$  Hz. La cellule inférieure contient un fil vibrant supplémentaire de diamètre  $13 \mu\text{m}$  utilisé pour la méthode d'étalonnage par impulsion de courant. Des feuilles de cuivre de  $25 \mu\text{m}$  d'épaisseur séparent les cellules. Le câblage de la cellule B passe par la cellule A et est fixé dans celle-ci par du Stycast qui permet au fil de ne vibrer que dans la cellule B. Les feuilles de cuivre inférieure et supérieure sont reliées à un fritté d'argent pour assurer une bonne thermalisation des parois de cuivre. Chaque cellule est percée d'un orifice de diamètre  $\sim 200 \mu\text{m}$  qui permet un temps de relaxation du bolomètre de l'ordre de 5 s. La présence de plusieurs cellules permet d'étudier la possibilité de signer les événements interagissant dans plusieurs cellules en utilisant la coïncidence temporelle entre celles-ci.

L'acquisition des données sur le prototype multicellulaire a débuté en Septembre 2003. Des désaimantations préliminaires ont été nécessaires pour définir les conditions expérimentales optimales. Une stabilité en température à  $\sim 100 \mu\text{K}$  a été atteinte sur une durée de l'ordre d'une semaine.

<sup>3</sup>Cette estimation de l'activité de la source n'influe pas dans la suite. Cette source a été découpée par l'équipe du CRTBT et seule une faible quantité de celle-ci a été collée à l'intérieur de la cellule centrale dans le but d'obtenir une activité de  $\mathcal{O}(0.1)$  Bq. Ceci permet de diminuer l'empilement des événements dans les données en temps.



**FIG. 4.6** – Photographie du prototype multicellulaire de MACHe3. Les fils visibles correspondent au câblage des fils vibrants.

## 4.3 La matrice finale

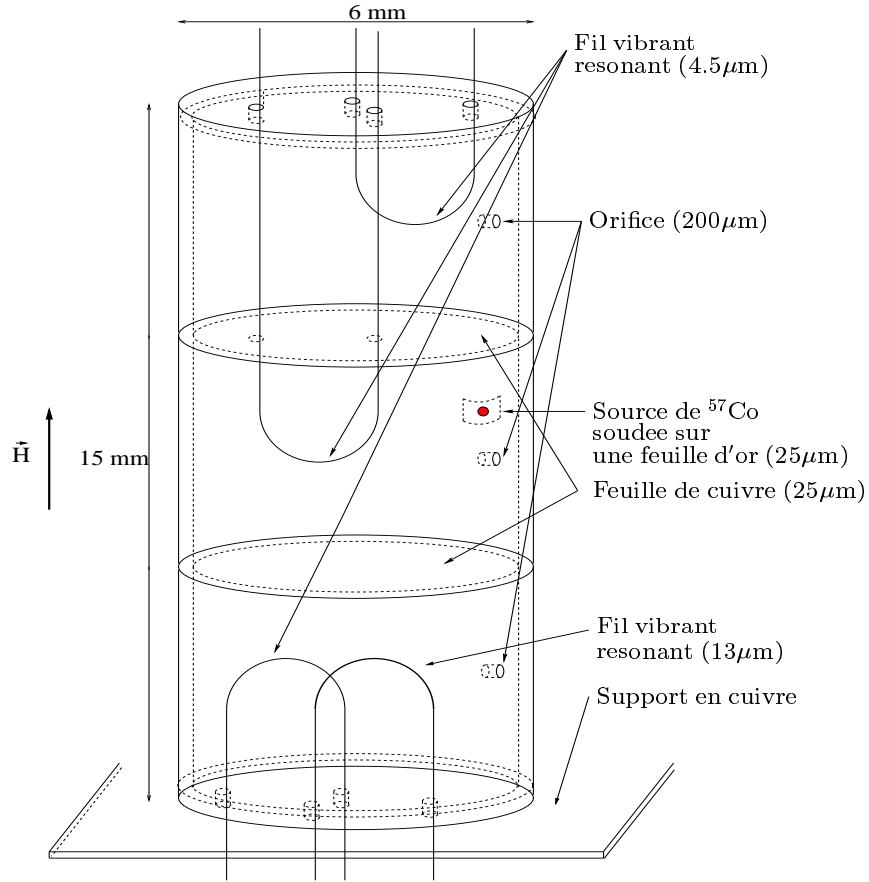
### 4.3.1 Géométrie

Le projet de matrice finale consistait en un ensemble de 1020 cellules [138]. Chacune d'elles formait un cylindre en cuivre de  $\sim 125 \text{ cm}^3$  de volume intérieur dont l'épaisseur des parois est de  $100 \mu\text{m}$ . La configuration retenue consistait en une matrice hexagonale comme présenté sur la figure 4.8. Chaque cylindre est divisé en 10 cellules élémentaires de 2 cm de rayon et 2.5 cm de hauteur, remplies d' $^3\text{He}$  de densité  $0.08 \text{ g cm}^{-3}$ .

### 4.3.2 Pouvoir de réjection du bruit de fond avec MACHe3

Afin d'estimer la capacité de MACHe3 à discriminer les événements du bruit de fond du signal WIMP, une simulation Monte-Carlo a été réalisée à l'aide de l'environnement Geant4 [139]. Les modèles basses énergies (G4EMLOW2.3) ont été implémentés permettant de traiter les processus électromagnétiques jusqu'à des énergies de 250 eV. L'interaction des neutrons a été simulée à l'aide des données G4NDL3.7. Celles-ci permettent alors de traiter les neutrons jusqu'à des énergies thermiques.

Le détecteur simulé est présenté sur la figure 4.8. La configuration simulée est celle décrite dans le paragraphe précédent. Le principe de réjection des événements du bruit de fond de MACHe3 est basée sur la mesure du dépôt d'énergie et la corrélation entre les cellules. Le pouvoir de réjection de MACHe3 est



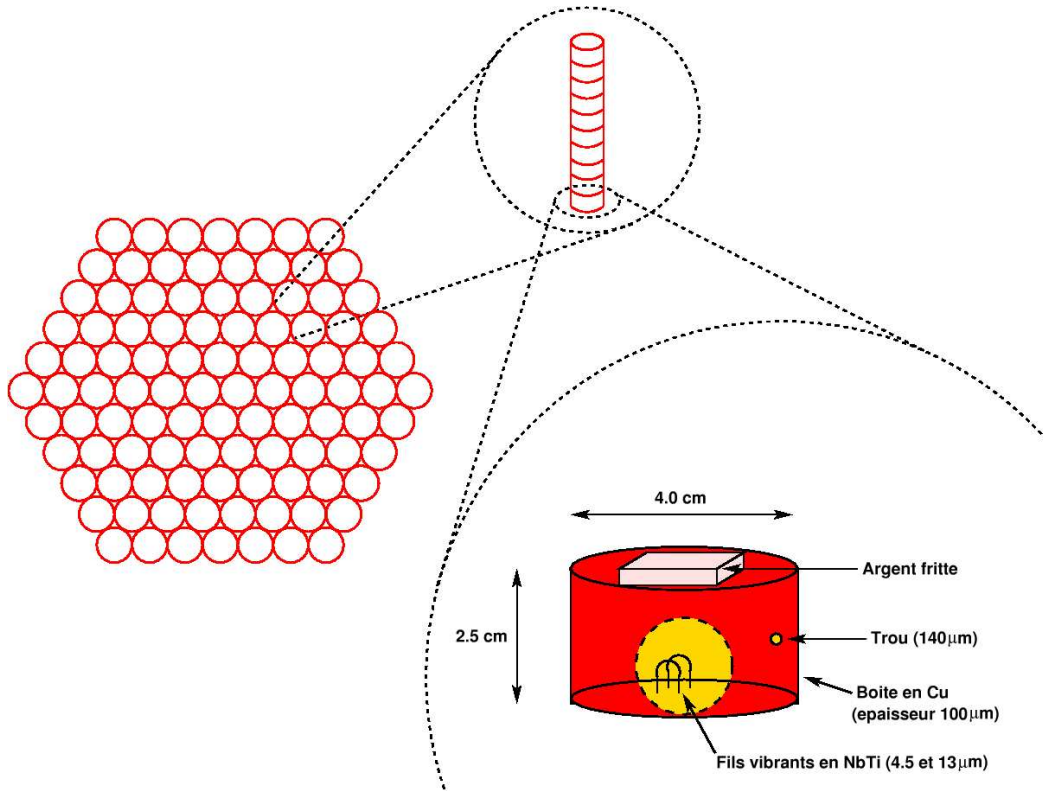
**FIG. 4.7** – Schéma du prototype multicellulaire MACHe3. Chaque cellule consiste en un cylindre rempli d' $^3\text{He}$  superfluide à  $100\text{ }\mu\text{K}$  dont les parois ont une épaisseur de  $500\text{ }\mu\text{m}$ . Un fil vibrant résonateur en NbTi de  $4.5\text{ }\mu\text{m}$  de diamètre formant une demi-boucle circulaire se trouve dans chaque cellule. La cellule du bas contient un fil vibrant supplémentaire permettant un étalonnage par impulsion de courant. Une source de  $^{57}\text{Co}$  de très basse activité ( $\sim 0.06\text{ Bq}$ ) a été collée sur un support d'or de  $25\text{ }\mu\text{m}$  d'épaisseur soudé à la paroi de la cellule centrale. Dans chaque cellule, un orifice de diamètre  $200\text{ }\mu\text{m}$  permet la diffusion thermique des quasiparticules.

défini par :

$$R = \frac{N_{tot}}{N_{\tilde{\chi}}}, \quad (4.3)$$

où  $N_{tot}$  est le nombre total de particules incidentes et  $N_{\tilde{\chi}}$  le nombre de faux événements WIMP caractérisés par un événement unicellulaire laissant un dépôt d'énergie entre 1 et 6 keV. Ceci permet de rejeter les événements du bruit de fond efficacement étant donné qu'un WIMP n'interagit que dans une seule cellule caractérisée par un dépôt d'énergie inférieur à 6 keV. La définition utilisée pour la réjection des événements constituant le bruit de fond permet de mettre en évidence les grandes valeurs. En effet, l'efficacité  $\epsilon$  qui est reliée à  $R$  par  $\epsilon = 1/R$ , ne permet pas de rendre compte de ces valeurs. C'est en terme de réjection que sera défini par la suite le pouvoir de discrimination des événements. La grande granularité

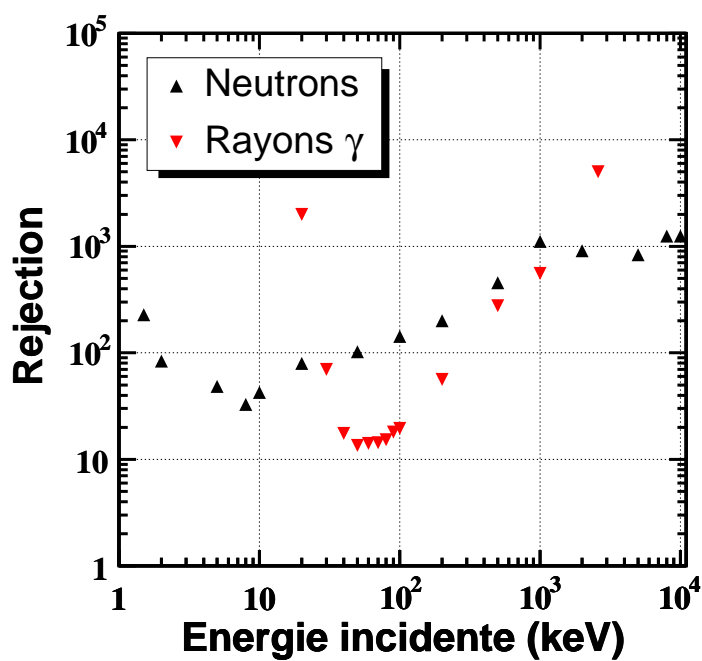




**FIG. 4.8** – Vue de dessus de la matrice hexagonale. Chaque cylindre est divisé en 10 cellules d' $^3\text{He}$  bolométriques de type Lancaster. Chaque cellule consiste en un cylindre de cuivre rempli d' $^3\text{He}$  superfluide. Une pièce d'argent frittée nécessaire au refroidissement, est placée sur le dessus. Deux fils vibrants résonants en NbTi (VWR) de diamètre 4,5 et 13  $\mu\text{m}$  respectivement, formant une demi-boucle, sont placés à l'intérieur. Figure extraite de [138].

combinée au dépôt d'énergie permet d'obtenir une bonne réjection comme illustré sur la figure 4.9. Pour des rayons  $\gamma$  de 2.6 MeV, seulement 1 sur 5000 mime un événement WIMP, c'est-à-dire que 99.98% sont rejetés. Pour les  $\gamma$  de 50 keV, 92.3% sont rejetés. Concernant les neutrons, on bénéficie d'une importante section efficace de capture. Ce processus permet d'atteindre une réjection de 1000, 99.90% de neutrons de 1 MeV sont rejetés. Le minimum de réjection est obtenue pour les neutrons de 8 keV : 96.7% sont rejetés [140].

Les premiers tests sur le prototype multicellulaire à ultra-basse température ( $\sim 100 \mu\text{K}$ ) ont débuté en Septembre 2003. Après la définition des conditions optimales d'expérimentation, différentes désaimantations ont eu lieu. Des séries de données d'acquisition ont été enregistrées dans diverses conditions expérimentales de température et de champ magnétique résiduel. Le chapitre suivant présente la méthode d'analyse développée pour traiter les spectres d'acquisition en temps, obtenus avec le prototype multicellulaire de MACHe3.



**FIG. 4.9** – Réjection des rayons  $\gamma$  et des neutrons en fonction de leur énergie. 99.98% des rayons  $\gamma$  de 2.6 MeV sont rejetés. La rejection minimum est de 14, seulement 92.8% sont rejetés. Pour des neutrons de 1 MeV, la réjection est de 99.90%. Le minimum de réjection est obtenu dans le cas de neutrons de 8 keV, 96.7% sont rejetés. Figure extraite de [140].



## Chapitre 5

# Analyse des données du détecteur prototype MACHe3

### Sommaire

---

4.1	Dispositif expérimental . . . . .	85
4.2	Le prototype multicellulaire de MACHe3 . . . . .	88
4.3	La matrice finale . . . . .	92

---

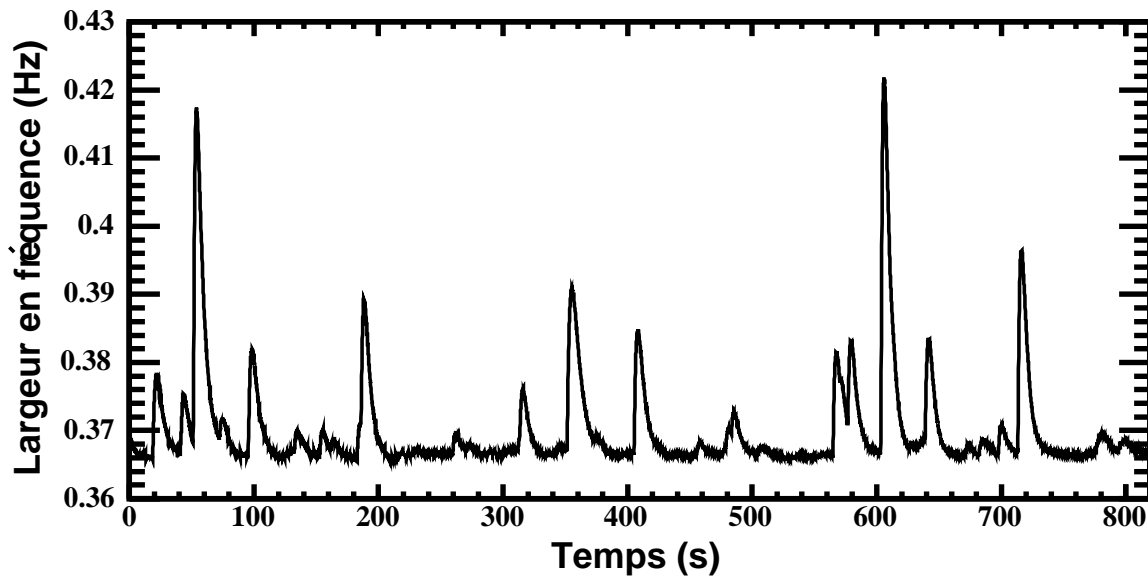
Ce chapitre présente la méthode d'analyse développée pour traiter les données du prototype multicellulaire MACHe3 et capacité à analyser les événements dans la plage du keV. Après avoir décrit les caractéristiques des spectres d'acquisition des données brutes, les étapes de la méthode d'analyse seront détaillées. Une simulation des données a été réalisée. La procédure sera appliquée sur les données simulées pour définir ses caractéristiques et plus particulièrement son efficacité de détection. La procédure d'analyse sera ensuite appliquée sur les données expérimentales.

## 5.1 Principe de la méthode d'analyse des données

### 5.1.1 Données brutes à 100 $\mu$ K

Les données d'acquisition sont enregistrées par détection synchrone (cf. 4.1.2) et consiste en la mesure de la largeur de la lorentzienne correspondant à la résonance du fil vibrant à tout instant. Le spectre résultant est constitué d'une série de pics correspondant aux dépôts d'énergie suite à l'interaction de particules à l'intérieur de la cellule bolométrique. Un spectre d'acquisition typique est présenté sur la figure 5.1. Chaque pic est caractérisé par un temps de montée et un temps de descente de natures

différentes. Ce premier temps caractéristique est fixé par le facteur de qualité du fil vibrant<sup>1</sup> ( $Q \sim 10^4$ ). Il est de l'ordre de 1,5 s. Le temps de descente est relié à la géométrie de la cellule et à la taille de l'orifice [135]. Pour les cellules du prototype multicellulaire, le temps de descente à mi-hauteur est de  $\sim 10$  s. La ligne de base correspond à la largeur de la résonance à l'équilibre, c'est-à-dire en l'absence de dépôt d'énergie. Il s'agit de la température du bain d' $^3\text{He}$  superfluide donnée par le gaz balistique de quasiparticules. Celle-ci se traduit par une fluctuation basse fréquence de la ligne de base. Cette dernière est stable sur un cycle de désaimantation. A titre d'exemple, sur la désaimantation utilisée qui correspond à un temps d'acquisition de  $\sim 18$  h, la variation de la température du bain est de  $\sim 4.5$  mHz/h soit inférieure à  $\sim 2$   $\mu\text{K/h}$ . Le spectre présenté sur la figure 5.1 correspond à un spectre d'acquisition de la cellule



**FIG. 5.1** – Données brutes de la cellule centrale du prototype multicellulaire de MACHe3. La largeur en fréquence du fil vibrant est mesurée en fonction du temps. La température du bain d' $^3\text{He}$  est de  $\sim 140$   $\mu\text{K}$ . Les événements proviennent de muons cosmiques traversant la cellule et d'électrons émis par la source de  $^{57}\text{Co}$ . Des microvibrations ainsi que le bruit statistique sont visibles sur la ligne de base. La fréquence d'échantillonnage est de 100 ms.

du prototype multicellulaire contenant la source de  $^{57}\text{Co}$ . Les pics de grande amplitude correspondent à l'interaction des muons cosmiques dans la cellule. D'autres pics d'amplitudes plus faibles proviennent des électrons de conversion émis par la source. Le spectre d'acquisition est affecté d'un bruit parasite de type statistique qui a tendance à noyer les pics de faibles amplitudes. En outre, des microvibrations induisent des pics symétriques de très faibles amplitudes qui se superposent aux événements. En effet,

<sup>1</sup>Le facteur de qualité  $Q$  du fil vibrant est défini dans le cas d'un oscillateur mécanique classique par  $Q = \omega/\Delta\omega$ . Il permet de contrôler la largeur de la résonance.

les fils vibrants peuvent se coupler mécaniquement à une résonance parasite provenant de l'extérieur (air, bâtiment,...) ou de l'intérieur du cryostat (pôt à 1 K, ...).

A température du bain d' $^3\text{He}$  donnée, la forme du pic est identique quel que soit le dépôt d'énergie correspondant. Il a été montré que le temps de descente est une fonction de la température du bain [141].

L'analyse des données s'effectue donc à température quasiment fixe.

La technique d'analyse consiste en différentes étapes :

- Dans un premier temps, le bruit statistique se superposant aux événements est réduit par une méthode de débruitage (cf. 5.1.2).
- La ligne de base est ensuite extraite à partir d'un ajustement basé sur la recherche de minima locaux (cf. 5.1.3).
- Le spectre ainsi obtenu est ajusté de manière itérative (cf. 5.1.5) à l'aide d'un pic de référence normalisé extrait des données (cf. 5.1.4) caractérisant ainsi la forme d'un événement pour cet échantillon de données.

### 5.1.2 Technique de débruitage des données brutes

Les spectres sont traités par plages de 8192 canaux. Pour réduire le bruit statistique, une procédure de débruitage a été appliquée aux données. Cette procédure est basée sur l'algorithme de débruitage de type *shrinkage* par moyennes conditionnelles<sup>2</sup>. Cet algorithme présente deux paramètres libres. Le premier traduit l'échelle maximale à laquelle nous appliquons le débruitage. Ceci signifie que pour des échelles supérieures, les données ne sont pas modifiées. Ce paramètre est choisi de manière à conserver la forme et l'amplitude des pics en réduisant au maximum le bruit. Le deuxième correspond à un paramètre de nuisance qui caractérise la qualité du débruitage [142] et qui est choisi à 0.9 pour les spectres d'acquisition traités ici.

Le résultat du débruitage est présenté sur la figure 5.2. On observe que cette technique conserve l'amplitude et la forme des pics par comparaison avec le spectre d'entrée présenté sur la figure 5.1.

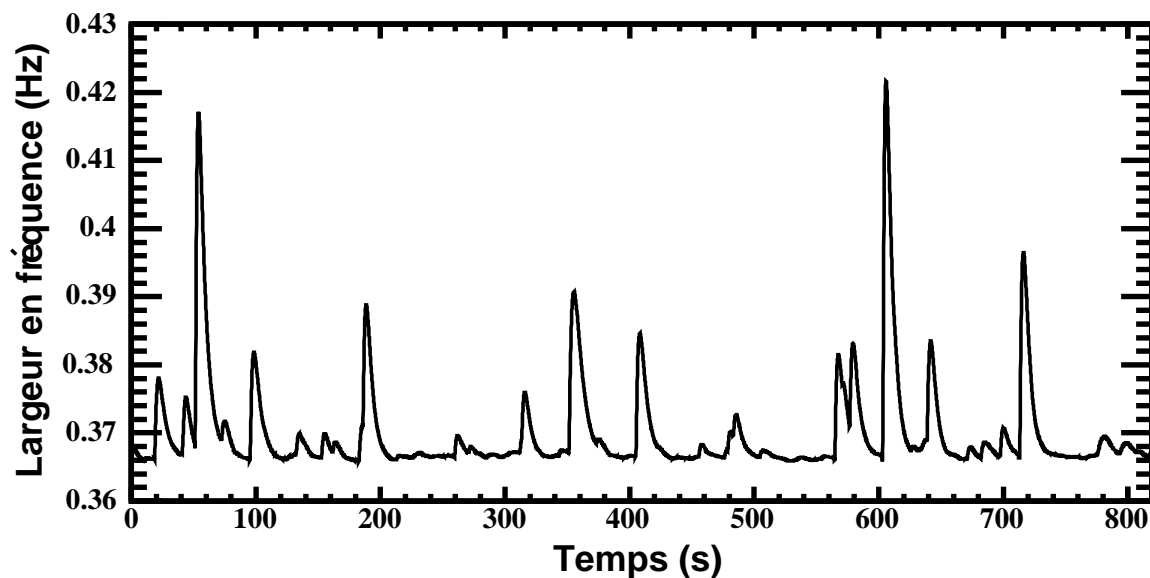
### 5.1.3 Extraction de la ligne de base

L'extraction de la ligne de base correspondant à la température du bain d' $^3\text{He}$  en l'absence de dépôts d'énergie est délicate. La ligne de base est numériquement mal définie par des techniques d'ajustement. En effet, le spectre correspond à la ligne de base à laquelle se superpose les pics. La méthode directe d'ajustement ne fonctionne pas, le trop grand nombre de pics biaisant l'ajustement. Une méthode alternative consisterait à localiser les pics et à les retirer. Etant le grand nombre de pics, il ne reste plus assez de données pour effectuer un ajustement raisonnable après soustraction.

L'étude a montré que la ligne de base peut être bien définie par des minima locaux. En effet, les pics s'ajoutent toujours à celle-ci et donc ne contribuent aux minima s'ils sont recherchés sur une plage de données de 812 canaux. Une méthode basée sur deux étapes a été développée. Tout d'abord, un jeu de

---

<sup>2</sup>Cet algorithme est décrit dans [142], page 424.



**FIG. 5.2** – Données débruitées de la cellule centrale du prototype multicellulaire de MACHe3. Il s'agit des données après débruitage correspondant à celles présentées sur la figure 5.1.

10 points correspondant à 10 minima locaux est obtenu sur l'échantillon de 8192 canaux à traiter. Ces minima locaux sont recherchés par plage de 812 canaux. Ceux-ci sont ajustés par un polynôme à l'aide d'une méthode des moindres carrés. On remarque que la ligne de base sur la plage de 8192 canaux est bien ajustée par un polynôme d'ordre 1. Le résultat de l'ajustement interpolé sur cette plage est ainsi retiré de l'échantillon de données. Cette procédure ne perturbe pas la forme des pics.

#### 5.1.4 Choix du pic de référence

La procédure d'ajustement itératif qui sera développée en 5.1.5, nécessite l'utilisation d'un pic de référence. Celui-ci est sélectionné dans l'échantillon de données à analyser. A température fixe, la réponse du détecteur étant linéaire, on recherche un pic isolé caractéristique de la forme des événements. Ce pic est choisi tel qu'il ne soit pas perturbé par la superposition d'autres pics et caractérisé par un grand rapport signal/bruit, typiquement supérieur à 10. Ceci permet de diminuer les contaminations provenant d'autres pics. Pour améliorer l'analyse d'événements spécifiques (muons ou électrons, par exemple), l'amplitude du pic de référence est choisie de telle sorte qu'elle soit représentative de l'amplitude de ces événements. Dans le cas de la cellule A, il s'agit d'un pic correspondant à un événement de type muon. Pour la cellule B, il s'agit d'un pic correspondant à un électron de basse énergie. Ce pic, extrait d'un spectre d'acquisition débruité, est ensuite complété par une exponentielle décroissante sur 1024 canaux. Il est ensuite normalisé et fixe pour tous les événements leurs temps de montée et de descente.

Un exemple de pic de référence est présenté sur la figure 5.3.

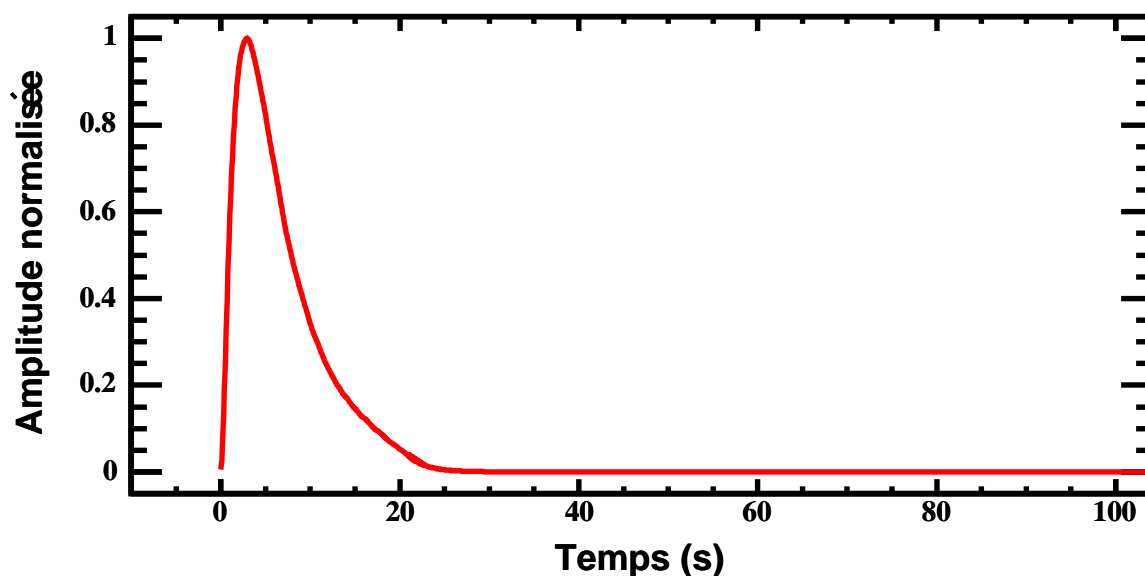


FIG. 5.3 – Pic de référence normalisé typique utilisé pour la procédure d'analyse des données.

### 5.1.5 Ajustement itératif des données débruitées

L'ajustement itératif des spectres consiste en une série maximale de 20 itérations, chacune consistant en trois étapes.

1. Tout d'abord, l'algorithme permet de déterminer la position des pics. Cette recherche est basée sur la valeur de la dérivée première du spectre sur des intervalles de 35 canaux. Les positions sélectionnées correspondent à des pics qui sont à  $5\sigma$  du bruit dans la dérivée du spectre.
2. Ces dernières sont étiquetées et pour chaque position, l'ajustement avec le pic de référence est réalisé dans l'intervalle dans lequel le pic a été localisé.
3. Le spectre ainsi ajusté est soustrait au spectre initial pour en déterminer le résidu. Sur le spectre résidu est appliqué la recherche des pics. Ceci permet de localiser les pics n'ayant pas été détectés lors de la première recherche de pics.

Les trois étapes sont réitérées jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de pics sortant à  $5\sigma$  du bruit dans le spectre dérivé du résidu. Lors de chaque itération, on conserve la position, l'amplitude et le rapport signal/bruit pour chaque pic détecté. Le rapport signal/bruit est calculé pour chaque pic et est défini comme l'amplitude du pic divisée par le maximum du résidu sur la plage du pic. La qualité de chaque ajustement est donnée par la valeur de son  $\chi^2$  réduit. Parmi les 20 itérations, l'ajustement ayant le  $\chi^2$  réduit le plus



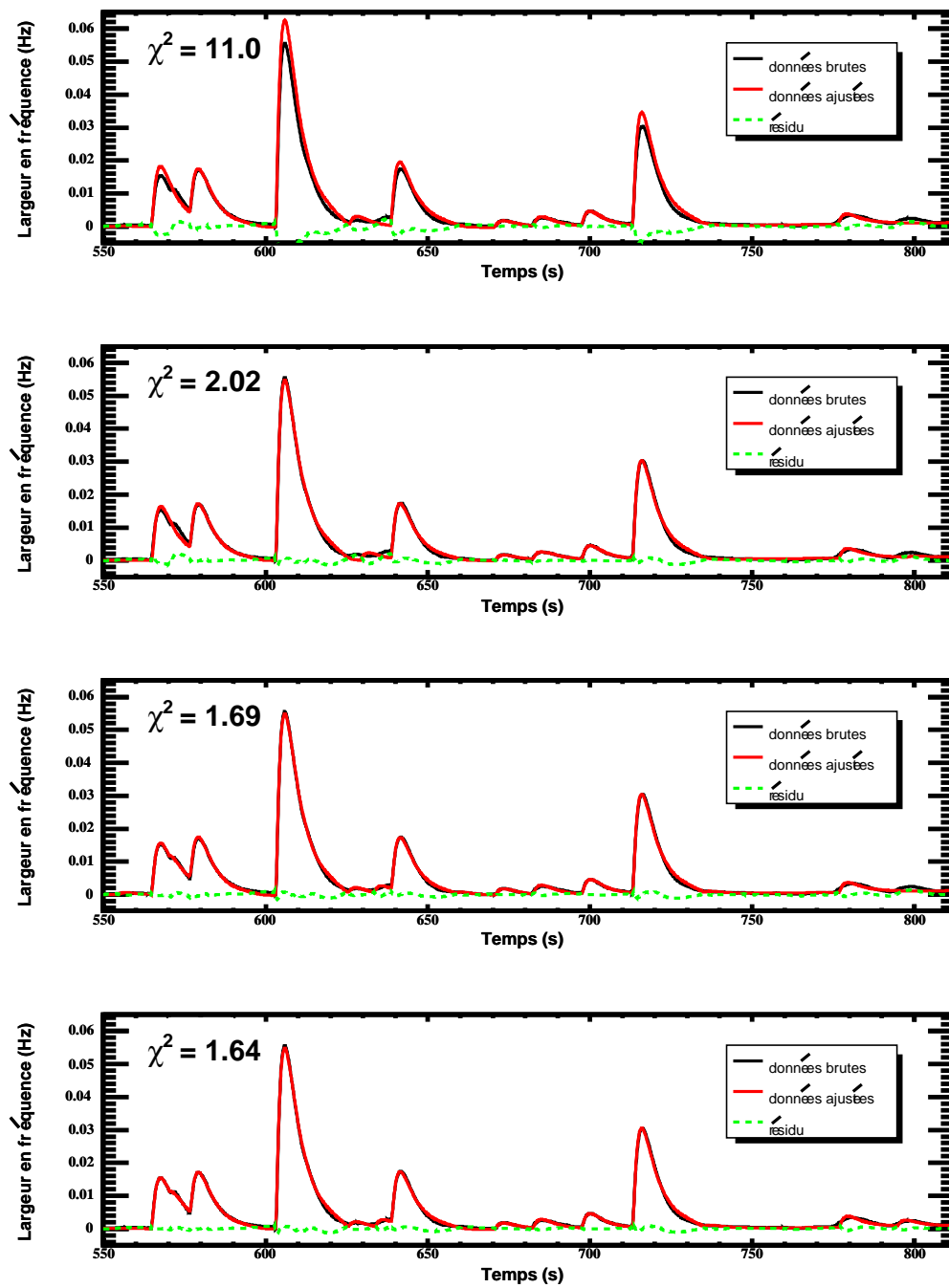


FIG. 5.4 – Procédure de traitement des données basée sur la méthode d'ajustement itératif. Chaque graphique correspond à une itération différente pour l'ajustement aux données. La qualité de l'ajustement est caractérisée par la valeur du  $\chi^2$  réduit. La ligne en pointillés représente le résidu de l'ajustement.

faible est choisi.

La figure 5.4 présente le traitement basé sur l’ajustement itératif d’une plage de 8192 canaux d’un spectre d’acquisition de la cellule contenant la source de  $^{57}\text{Co}$  après débruitage et extraction de la ligne de base. Chaque graphique correspond à une itération différente de la procédure. L’ajustement aux données est amélioré d’une itération à l’autre et permet de localiser des pics d’amplitudes de plus en plus faibles. La méthode itérative permet de corriger un ajustement  $i$  caractérisé par une grande valeur de  $\chi_i^2$  et d’effectuer l’ajustement  $i + 1$  à partir du résultat de celui de l’itération  $i - 1$ .

## 5.2 Simulation des données d’acquisition

Dans le but d’estimer l’efficacité de la méthode, des spectres d’acquisition ont été simulés pour être analysés par la méthode décrite précédemment. Ils reproduisent les caractéristiques des données expérimentales des cellules A et B.

### 5.2.1 Contributions impliquées pour les cellules A et B

Dans le cas de la simulation des données correspondant à la cellule A, les différents types d’événements attendus sont :

- les muons cosmiques, et
- les rayons  $\gamma$  provenant de la source de  $^{57}\text{Co}$  localisée dans la cellule B.

Les électrons émis par la source ont un parcours tel qu’ils ne peuvent être observables dans la cellule A. Le spectre en énergie déposée des muons est estimé à l’aide des spectres expérimental et simulé obtenus par ailleurs (cf. chapitre 6). Le taux de muons introduit dans la simulation est de  $0.7 \text{ min}^{-1}$ . La distribution en énergie déposée par les muons est obtenue à l’aide d’un tirage aléatoire sur le spectre simulé avec le code Geant4 [139] (cf. chapitre 6). La contribution des rayons  $\gamma$  est obtenue en fonction de l’activité de la source de  $^{57}\text{Co}$ . Leur spectre en énergie déposée dans la cellule est obtenue par simulation. La géométrie du prototype multicellulaire a été reproduit dans un environnement Geant4 incluant la définition adéquate des matériaux et processus physiques mis en jeu. Les rayons  $\gamma$  sont émis isotropiquement à partir d’une position initiale localisée sur la feuille d’or de  $25 \mu\text{m}$  d’épaisseur positionnée dans la cellule B. Les spectres en énergie déposée par les  $\gamma$  de la source de  $^{57}\text{Co}$  sont ainsi obtenus dans les trois cellules. La figure 5.5 présente ce résultat normalisé par le nombre de  $\gamma$  générés pour la cellule B dans le cas des  $\gamma$  de 14,4, 122 et 136 keV. Les fronts Compton sont clairement visibles ainsi que l’énergie déposée par les photoélectrons. Les électrons d’énergies supérieures à 100 keV ayant des parcours supérieurs à 1,8 mm, la position du pic photoélectrique s’en trouve ainsi dégradée.

La simulation de la cellule B contient les contributions :

- des muons cosmiques,
- des rayons  $\gamma$  et
- des électrons de la source de  $^{57}\text{Co}$ .

Ses contributions ont été estimées à l'aide du schéma de désintégration du noyau de  $^{57}_{27}\text{Co}$ . Les intensités relatives des différentes lignes sont connues. Les spectres en énergie déposée des contributions des électrons et des rayons  $\gamma$  en fonction de l'activité de la source de  $^{57}\text{Co}$  sont obtenues par simulation Geant4. Pour des électrons d'énergies inférieures à 40 keV, leur parcours est inférieur à 370  $\mu\text{m}$ . Les lignes correspondant aux électrons de conversion de 7,3 et 13,6 keV sont par conséquent visibles uniquement dans la cellule B dans laquelle se trouve la source. Le tableau 5.1 présente le nombre total d'électrons dans la plage en énergie [0, 40] keV introduit dans la simulation du spectre d'acquisition pour la cellule B. Pour les rayons  $\gamma$  (14,4, 122 et 136 keV), ils peuvent interagir dans les deux cellules. Des spectres en temps correspondant à différentes activités de la source ont été simulés. Le nombre d'électrons et de  $\gamma$  émis par la source de  $^{57}\text{Co}$  en fonction de son activité est présenté dans le tableau 5.2. Les probabilités d'interaction sont données par la simulation Geant4. L'influence de la feuille d'or pour l'interaction des  $\gamma$  est visible.

Le bruit introduit dans la simulation est obtenu à partir des données expérimentales. Après soustraction

Activités (Bq)	0,01	0,03	0,05	0,06	0,07	0,1
Nombre total d'"électrons" [0, 40] keV	290	872	1454	1745	2035	2908

**TAB. 5.1** – Nombre total d'électrons introduits dans la simulation des spectres de la cellule B correspondant à un temps d'acquisition de 15,5 h dans la plage en énergie [0, 40] keV en fonction de l'activité de la source de  $^{57}\text{Co}$ .

de la ligne de base, une plage de 1000 canaux ne contenant pas de pics sortant du bruit statistique est sélectionnée. Cette plage est limitée en temps ( $\sim 100$  s), étant donné le grand nombre de pics. Ce bruit est en première approximation bien estimé par un bruit blanc entièrement décrit par sa dispersion  $\sigma$ . Le spectre de bruit injecté dans la simulation est donc un bruit blanc de dispersion 1 keV.

### 5.2.2 Spectres d'entrée pour les cellules A et B

Les spectres simulés correspondent à un temps d'acquisition de 15,5 h avec un échantillonnage de 100 ms avec des événements uniformément distribués en temps. Les énergies sont exprimées en keV (le facteur d'étalonnage utilisé est  $2,4 \times 10^{-4}$  Hz/keV, cf. Chapitre 6). L'amplitude de chaque pic est tirée aléatoirement sur la distribution en énergie obtenue à l'aide du spectre en énergie simulé. Ce dernier est obtenu à partir des contributions des muons cosmiques et de celles provenant de la source de  $^{57}\text{Co}$ . Tous les événements provenant de la source sont convolués par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 1 keV. Cette valeur permet de tenir compte de la résolution en énergie obtenue par la technique de mesure par fils vibrants. Toutes les amplitudes sont ensuite convoluées par le pic de référence. Le bruit

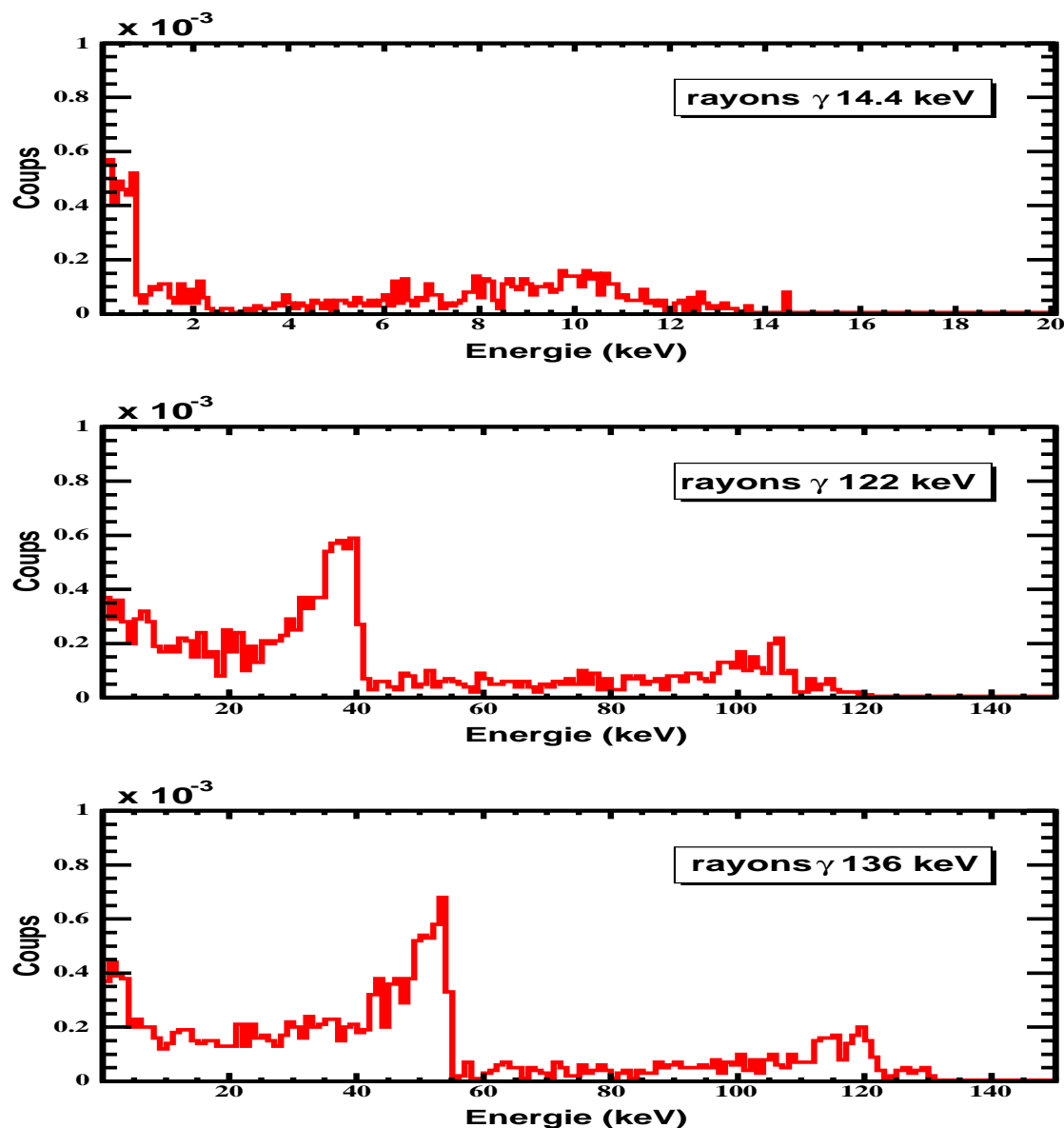


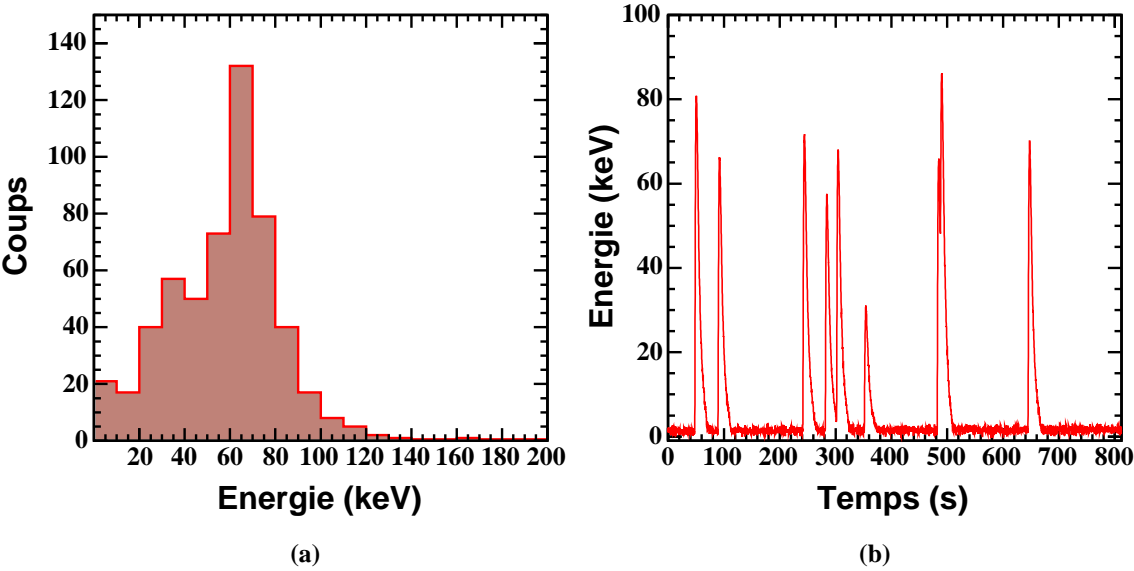
FIG. 5.5 – Spectre normalisé en énergie déposée par les rayons  $\gamma$  de 14,4, 122 et 136 keV dans la cellule B émis par la source de  $^{57}\text{Co}$  pour une activité de 0,06 Bq.

blanc est alors superposé aux pics simulés. La contribution des microvibrations n'est pas pris en compte car celles-ci sont difficilement modélisables. Il faudrait être capable de les séparer des événements pour une modélisation adéquate. Dans la désaimantation utilisée dans l'analyse des données expérimentales, le bruit total est dominé par le bruit blanc.

La figure 5.6 présente en (a) le spectre simulé de l'énergie déposée dans la cellule A par les muons

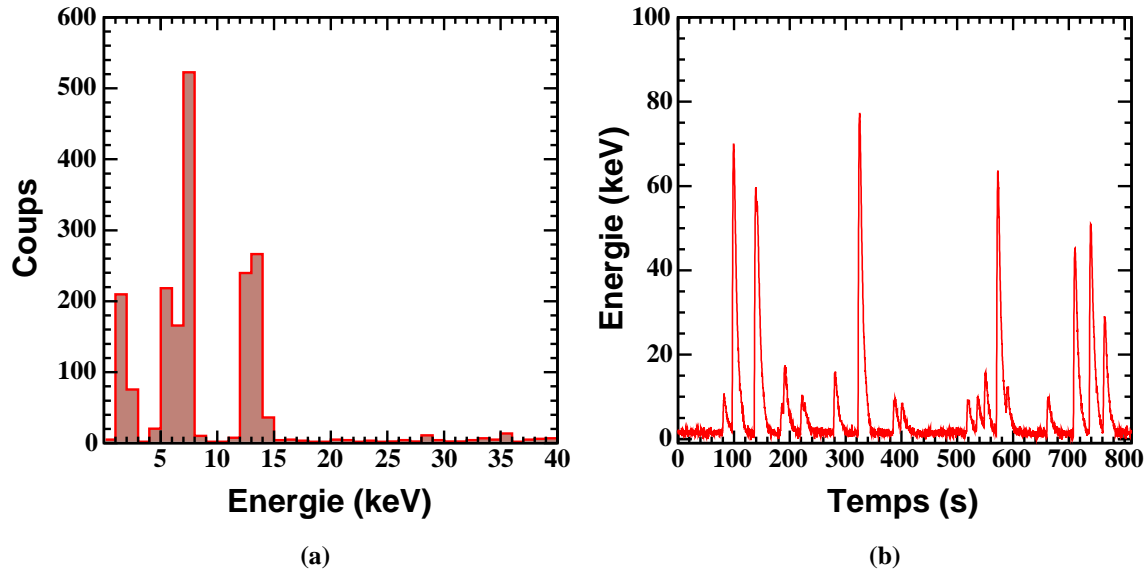
Activités (Bq)	0,01	0,03	0,05	0,06	0,07	0,1
Nombre total de rayons $\gamma$ émis	587	1760	2934	3521	4108	5868
Nombre total de rayons $\gamma$ interagissant dans la cellule A	1.3	3.9	6.5	7.8	9.1	13.0
Nombre total de rayons $\gamma$ interagissant dans la cellule B	26	77	129	155	181	258

**TAB. 5.2** – Nombre total de rayons  $\gamma$  (14.4 + 122 + 136 keV) émis, interagissant dans les cellules A et B correspondant à un temps d'acquisition de 15,5 h en fonction de l'activité de la source de  $^{57}\text{Co}$ .



**FIG. 5.6** – Données simulées pour la cellule A. Le graphique (a) présente le spectre en énergie déposée par les muons cosmiques et les rayons  $\gamma$  provenant de la source de  $^{57}\text{Co}$ . Il est composé de 543 muons et 8  $\gamma$ . Le spectre en temps (b) correspond à un échantillon de 8192 canaux de données simulées.

cosmiques et les rayons  $\gamma$  provenant de la source de  $^{57}\text{Co}$  pour une activité de 0,06 Bq. Le spectre simulé contient la contribution des muons et des  $\gamma$ . La figure (b) montre un échantillon de 8192 canaux du spectre en temps simulé où les dépôts d'énergie dus aux muons sont clairement visibles. Les événements



**FIG. 5.7** – Données simulées pour la cellule B. Le graphique (a) présente le spectre en énergie déposée par les électrons et les rayons  $\gamma$  provenant de la source de  $^{57}\text{Co}$  et les muons cosmiques dans la plage en énergie  $[0, 40]$  keV. Il est composé de 1745 électrons, 155  $\gamma$  et 543 muons. Le spectre en temps (b) correspond à un échantillon de 8192 canaux de données simulées.

correspondant aux muons sont visibles. Le tirage aléatoire en temps permet de reproduire l'empilement des événements. La figure 5.7 présente en (a) le spectre simulé de l'énergie déposée dans la cellule B par les électrons, les  $\gamma$  provenant de la source de  $^{57}\text{Co}$  pour une activité de 0,06 Bq et les muons cosmiques dans la plage en énergie  $[0, 40]$  keV. La contribution des muons au spectre simulé n'est pas entièrement visible sur la figure 5.7. Elle est identique à celle obtenue dans la cellule A. La figure (b) montre un spectre en temps, les événements de basses énergies correspondant aux électrons de conversion émis par la source sont visibles. Etant donné le plus grand nombre d'événements, l'empilement est plus important que celui obtenu dans la cellule A. Les données simulées permettent ainsi de reproduire de manière réaliste les données expérimentales.

### 5.3 Application de la procédure d'analyse aux données simulées

La procédure d'analyse décrite dans la partie 5.1 est appliquée aux données simulées pour les cellules A et B pour un échantillon correspondant à un temps d'acquisition de 15,5 h. Des spectres d'acquisition sont générés pour différentes valeurs de l'activité de la source de  $^{57}\text{Co}$  dans le but de les comparer au spectre expérimental présenté dans le chapitre 6, et d'en déduire une estimation de son activité.

### 5.3.1 Ajustement des données simulées pour les cellules A et B

La figure 5.8 montre le résultat du meilleur ajustement pour un échantillon de 8192 canaux extrait de la série simulée correspondant à 15,5 h pour la cellule A. Dans cet échantillon, 9 pics sont présents en entrée. On obtient après analyse 23 pics dont 9 sont détectés et ajustés avec une valeur de  $S/B \geq 1$ . Les 14 autres pics ne sont pas considérés comme des pics détectés car ils sont caractérisés par  $S/B < 1$ . La condition de détection pour un pic est donnée par la qualité de son ajustement. Une coupure à  $S/B > 1$  est choisie pour la détection. L'efficacité de détection est de 100% pour cet échantillon. Il n'y a pas de contaminations : aucun pic initialement non présent n'a été détecté par l'analyse. Un algorithme permet de calculer le taux de contaminations en comparant les positions des pics dans les fichiers d'entrée et de sortie. Le tableau 5.3 présente les résultats de la procédure d'analyse sur l'échantillon de données de la

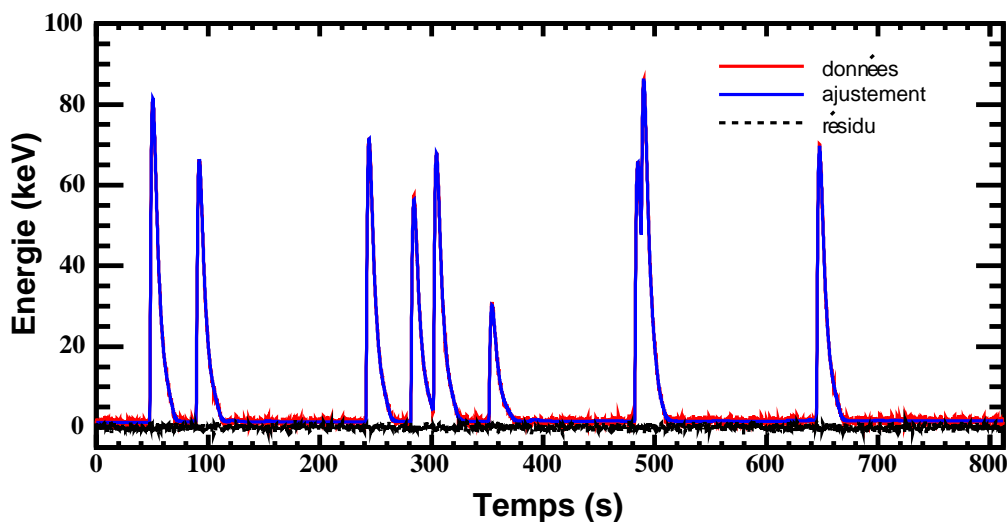


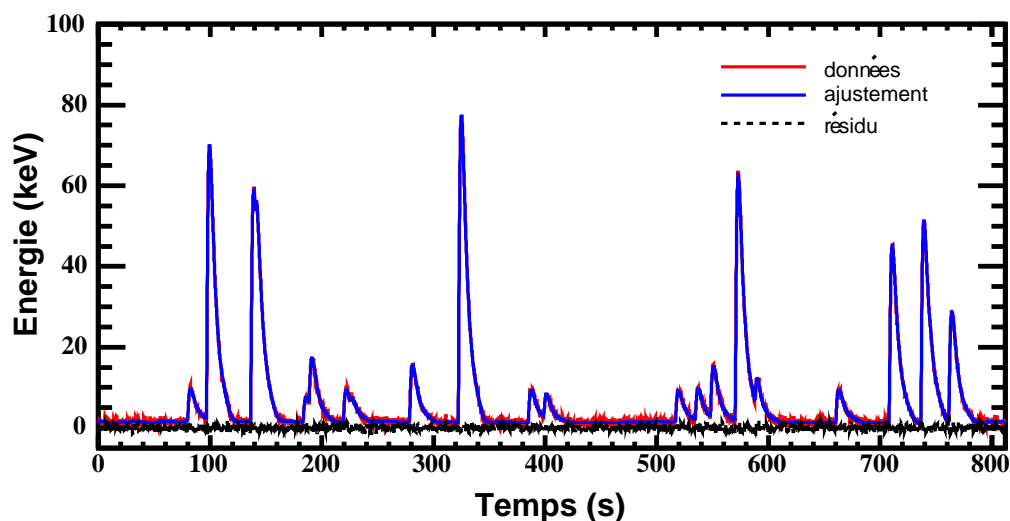
FIG. 5.8 – Echantillon de 8192 canaux correspondant à un spectre d'acquisition simulé pour la cellule A. Le meilleur ajustement aux données simulées est présenté (trait bleu) ainsi que le résidu obtenu (pointillés).

Position (s)	47.7	89.3	241.3	281.5	301.7	351.4	481.9	487.8	644.7
Energie (keV)	80.2	4.9	70.0	55.0	65.8	28.7	64.1	55.8	67.7
S/B	50.1	57.4	54.9	39.4	70.0	22.9	47.1	37.5	41.6

TAB. 5.3 – Position, énergie et S/B pour les pics détectés dans les données présentées sur la figure 5.8.

figure 5.8. Tous les pics introduits sont ajustés avec un rapport  $S/B \geq 39$ . Ce très bon résultat est dû au fait que l'analyse a été effectuée sur des événements correspondant à des pics de grandes amplitudes. Pour un échantillon correspondant à une plage en temps identique, le nombre de pics initialement présents pour la cellule B, est de 25. Le nombre de pics en sortie est 34. Le nombre de pics détectés ( $S/B$

$> 1$ ) est 19. Il n'y a pas de contaminations à  $S/B \geq 1$  pour cet échantillon. L'efficacité de détection à  $S/B \geq 1$  pour cet échantillon de 8192 canaux est de 76%. Elle est dégradée par rapport à celle obtenue pour la cellule A étant donné le plus grand nombre d'événements. Les 6 autres pics correspondent à des pics de basses énergies et/ou avec empilement. Le tableau 5.4 présente les résultats de l'analyse sur cet échantillon.



**FIG. 5.9** – Echantillon de 8192 canaux correspondant à un spectre d'acquisition simulé pour la cellule B dans une plage en temps identique à celle de la figure 5.8. Le meilleur ajustement aux données simulées est présenté (trait bleu) ainsi que le résidu obtenu (pointillés).

Position (s)	79.7	136.0	183.1	188.6	219.2	225.2	278.5	322.2	398.6	516.6
Energie (keV)	8.0	13.6	5.5	11.7	7.9	2.1	14.2	76.1	4.7	7.6
S/B	8.8	6.5	3.6	9.5	6.1	1.7	10.9	72.0	6.7	11.6
Position (s)	534.3	548.0	570.0	587.8	660.2	707.9	736.4	742.9	761.3	
Energie (keV)	7.8	12.8	29.1	7.8	3.8	37.3	49.9	1.9	24.3	
S/B	7.8	17.9	19.7	7.2	3.7	17.1	30.2	1.3	8.9	

**TAB. 5.4** – Position, énergie et S/B pour les pics détectés dans les données présentées sur la figure 5.9

### 5.3.2 Efficacité de la méthode en fonction du rapport S/B

L'efficacité de la procédure d'analyse a été calculée en fonction du critère imposé sur la valeur de S/B pour les cellules A et B. L'efficacité de détection et le taux de contaminations sont calculés sur l'échantillon simulé correspondant à 15,5 h. Un algorithme permet de comparer les positions des pics en entrée avec celles des pics détectés avec la procédure d'analyse. Les contaminations correspondent aux



pics détectés avec la méthode mais absent dans le spectre initial.

#### a) Efficacité sur les données de la cellule A

L'efficacité de détection pour la cellule A est présentée sur la figure 5.10. Celle-ci diminue lorsqu'on augmente la valeur de  $S/B$ . Elle est néanmoins supérieure à 88% pour  $S/B \leq 10$ . Son comportement s'infléchit à partir de  $S/B > 5$ . Le taux de contaminations diminue très rapidement avec  $S/B$ . Elle est inférieure à 10% pour  $S/B > 4$ .

Le spectre en énergie dans la cellule A en sortie a été analysé pour différentes valeurs de  $S/B$ . Il a été

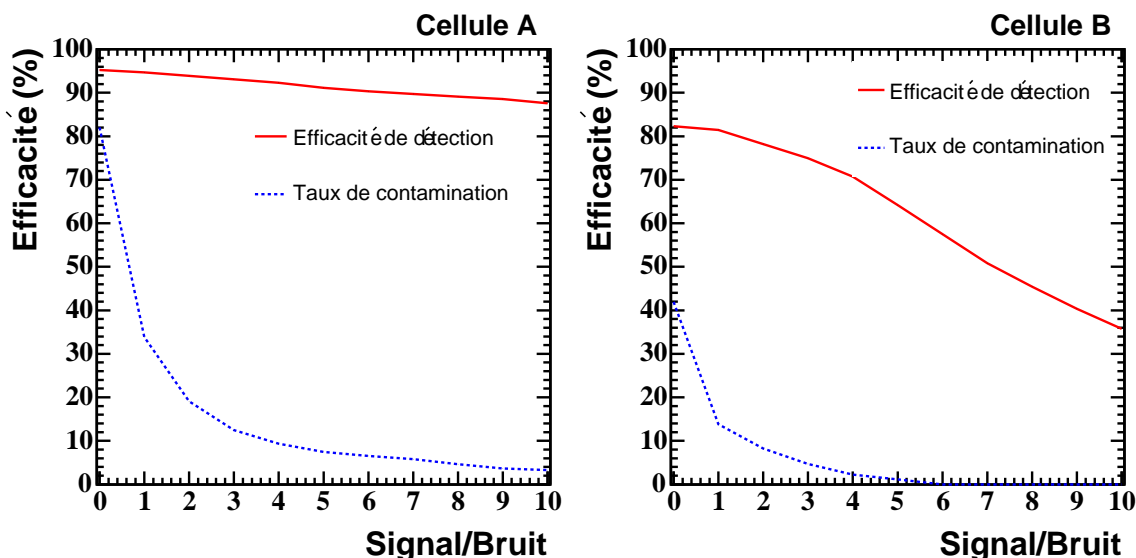
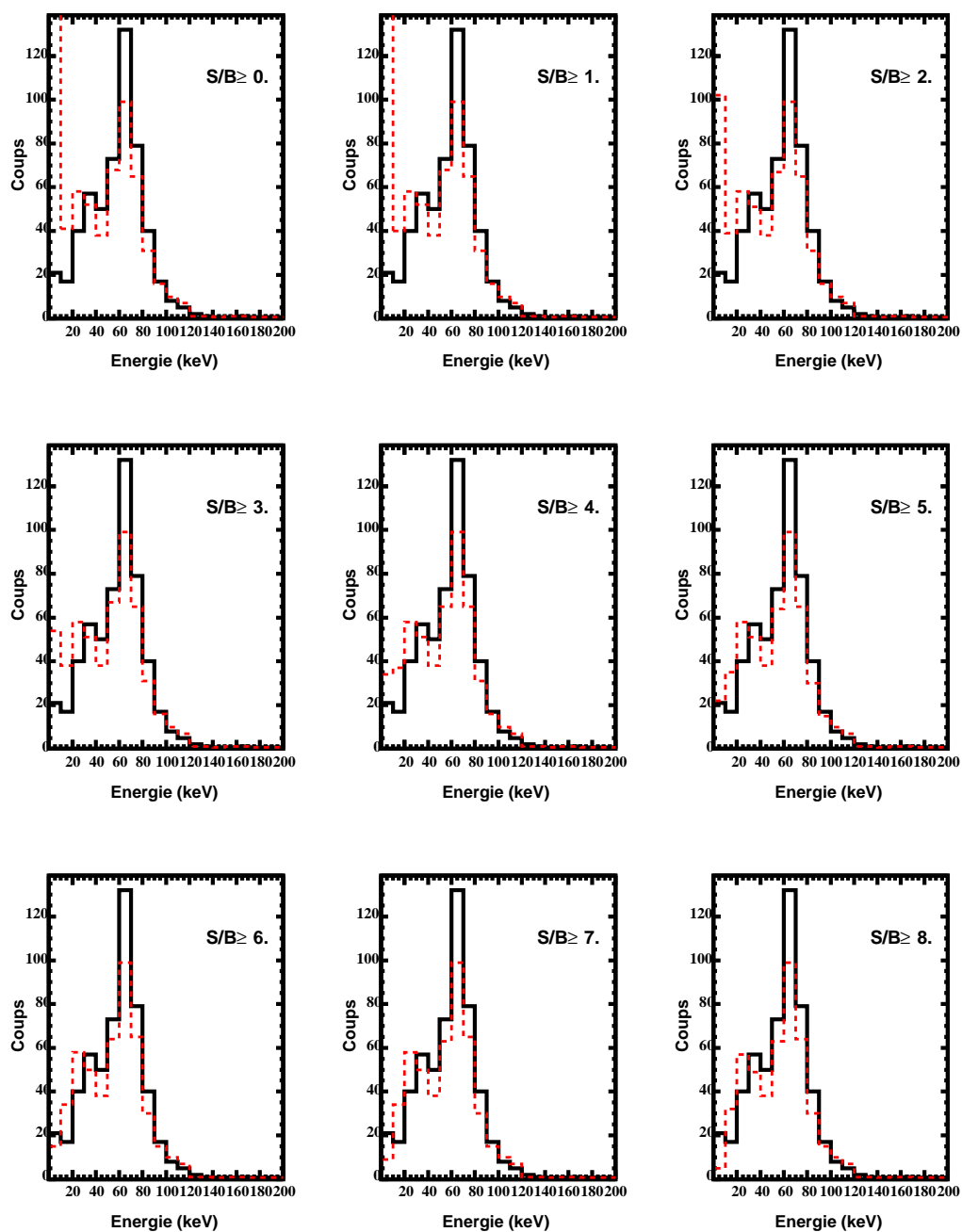


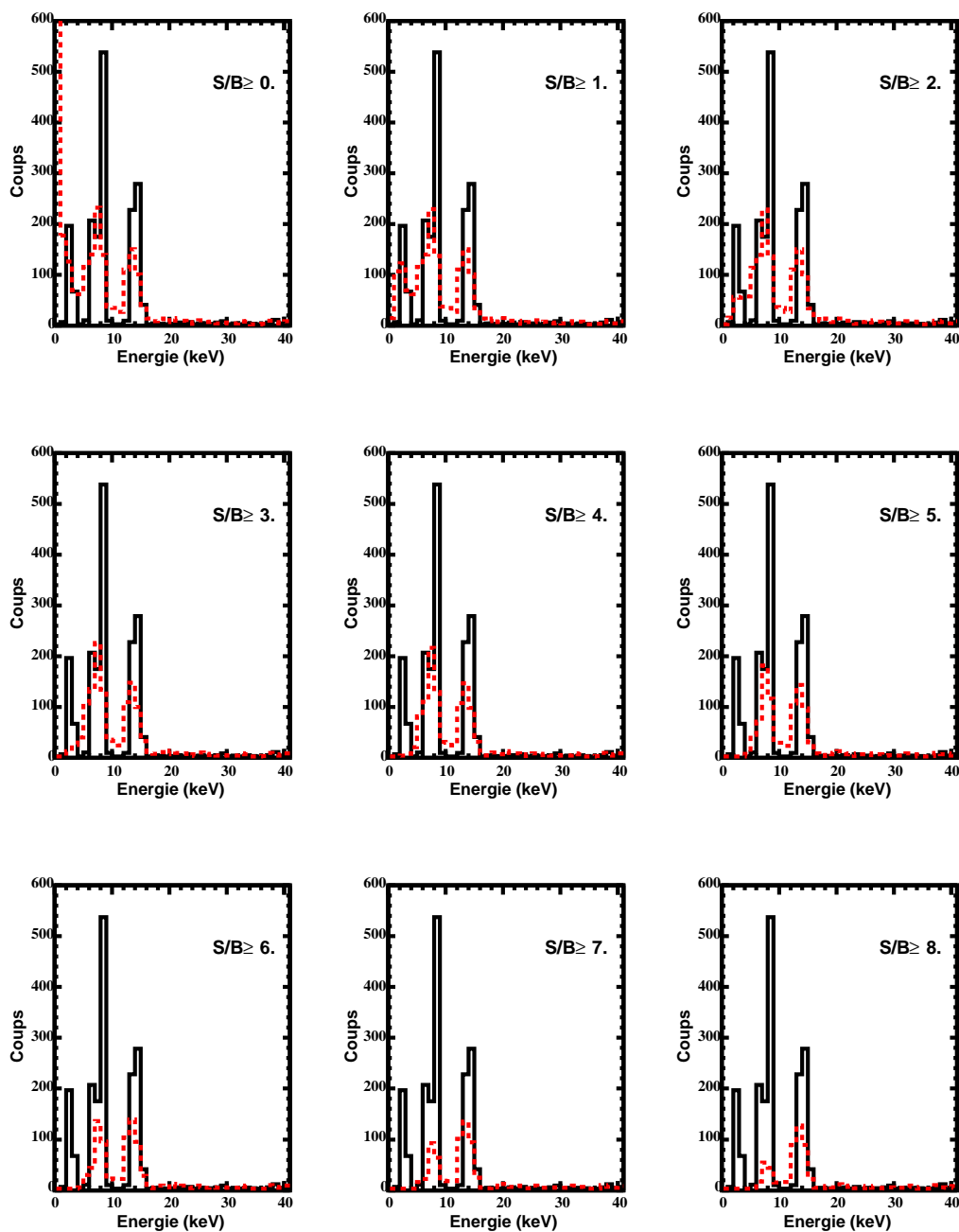
FIG. 5.10 – Efficacité de détection et taux de contaminations pour les cellules A et B en fonction de la valeur de  $S/B$  pour une activité de 0,06 Bq.

comparé avec le spectre en énergie d'entrée en fonction de  $S/B$ . La figure 5.11 présente l'évolution du spectre de la cellule A en fonction de la coupure effectuée sur la valeur de  $S/B$ , de 0 à 8 pour une activité de 0,06 Bq dans la plage en énergie  $[0, 200]$  keV. Les distributions correspondant au spectre d'entrée (trait plein) et au spectre reconstruit (pointillés) sont présentées. Quelle que soit la valeur imposée à  $S/B$ , le maximum de la distribution est conservée, le spectre en sortie pique à 65 keV. Dans le spectre en sortie d'analyse, des pics de basses énergies sont obtenues. Ils correspondent à des pics parasites détectés par la procédure d'analyse. De nombreux pics, d'énergies inférieures à 10 keV, sont détectés pour  $S/B=1$ . Lorsque la coupure sur la valeur de  $S/B$  se durcit, on diminue le nombre de faux pics. Pour  $S/B > 5$ , le spectre en sortie d'analyse devient en très bon accord avec le spectre d'entrée.

#### b) Efficacité sur les données de la cellule B



**FIG. 5.11** – Evolution du spectre simulé après analyse pour la cellule A en fonction de  $S/B$  dans la plage  $[0, 200]$  keV pour une activité de 0,06 Bq. Les histogrammes des données simulées en entrée (trait plein) et après la procédure d'analyse (pointillés) sont représentés.



**FIG. 5.12** – Evolution du spectre simulé après analyse pour la cellule B en fonction de  $S/B$  dans la plage  $[0, 40]$  keV pour une activité de 0,06 Bq. Les histogrammes des données simulées en entrée (trait plein) et après la procédure d'analyse (pointillés) sont représentés.

L'efficacité de détection pour la cellule B est présentée sur la figure 5.10. Le spectre montré ici correspond à une activité de 0,06 Bq. Etant donné le plus grand nombre de pics par rapport à la cellule A, l'efficacité est moins importante. Elle est 82% pour  $S/B=1$  avec un taux de contaminations de 14%. Pour  $S/B=5$ , cette dernière est inférieure à 2% et l'efficacité de détection vaut 65%. La figure 5.12 montre le spectre simulé après analyse pour différentes valeurs de  $S/B$  de 0 à 8. De nombreux pics parasites sont détectés pour des énergies inférieures à 10 keV. Lorsqu'on durcit la coupure sur  $S/B$ , on diminue la pollution par les pics parasites à basses énergies. La remontée à basse énergie pour  $S/B \geq 1$  est due à du bruit. Cette contribution diminue d'autant plus que l'on augmente la coupure en  $S/B$ . Cette tendance est également observée dans la cellule A (cf. figure 5.11). Pour la cellule B, la coupure en  $S/B$  induit néanmoins la perte du pic autour de 2-3 keV. La coupure de  $S/B \geq 5$  sera utilisée pour l'obtention des spectres expérimentaux, cette dernière permettant un compromis entre une bonne efficacité de détection et un taux de contaminations très faible.

### 5.3.3 Méthode d'estimation de l'activité de la source de $^{57}\text{Co}$

Des spectres pour la cellule B ont été simulés pour différentes valeurs de l'activité de la source de  $^{57}\text{Co}$  dans le but de les comparer avec le spectre expérimental présenté dans le chapitre 6. Pour chacun de ces spectres, le rapport du nombre total de pics en sortie de l'analyse sur le nombre de pics en entrée a été calculé dans les plages en énergie [2, 10] et [10, 17] keV pour des coupures différentes en  $S/B$ . Ces plages en énergie contiennent les contributions de la source de  $^{57}\text{Co}$  en électrons les plus importantes, et notamment les électrons de conversion des couches K et L. La figure 5.13 présente l'évolution de ce rapport dans les plages considérées. Dans la plage en énergie [2, 10] keV, l'efficacité de détection de la méthode chute rapidement alors que pour la plage [10, 17] keV, celle-ci varie plus lentement en fonction de la coupure sur la valeur de  $S/B$ . Pour estimer l'activité de la source de  $^{57}\text{Co}$ , la plage en énergie utilisée sera [10, 17] keV. Le nombre de pics en sortie d'analyse est calculé pour  $S/B \geq 5$  et  $S/B \geq 7$  pour différentes valeurs de l'activité. Ces valeurs seront comparées avec celles obtenues pour le spectre expérimental (chapitre 6). Le tableau 5.5 présente le nombre de pics détectés pour les deux coupures sur  $S/B$  dans la plage en énergie considérée à l'aide des spectres simulés en fonction de l'activité de la source.

## 5.4 Application de la méthode aux données expérimentales

### 5.4.1 Résultats sur la cellule A

Les données de la cellule A ont été analysées pour un temps d'acquisition de 15,5 h. Les données brutes de cette cellule présentent un bruit plus important que celui obtenu dans la cellule B. Les connections pour le fil de la cellule centrale passe par cette cellule et pourraient induire des vibrations qui augmenteraient le niveau de bruit dans les spectres d'acquisition. La figure 5.14 présente le résultat

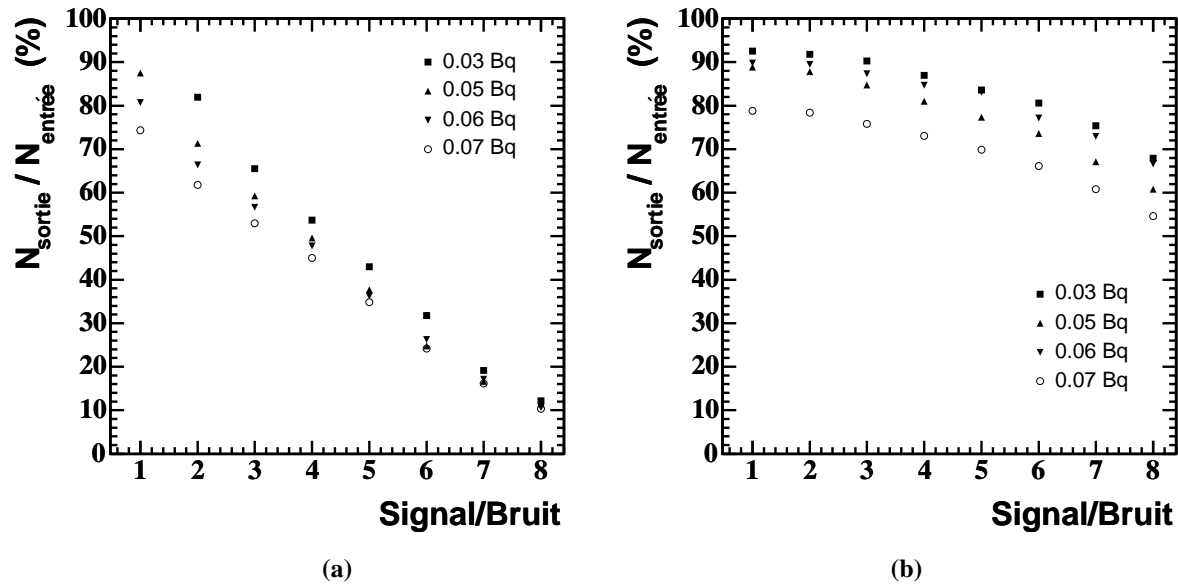


FIG. 5.13 – Le graphique (a) (resp. (b)) présente l'évolution du nombre de pics en sortie par rapport au nombre de pics en entrée en fonction du rapport Signal/Bruit dans la plage [2, 10] keV (resp. [10, 17] keV) pour différentes valeurs de l'activité de la source de  $^{57}\text{Co}$ .

Activités (Bq)	0,01	0,03	0,05	0,06	0,07
$S/B \geq 5$	92	196	327	445	434
$S/B \geq 7$	80	176	282	389	376

TAB. 5.5 – Nombre d'électrons attendus à  $S/B \geq 5$  et  $S/B \geq 7$  dans la plage en énergie [10, 17] keV correspondant à un temps d'acquisition de 15,5 h en fonction de l'activité de la source de  $^{57}\text{Co}$ . Ces valeurs sont calculées en soustrayant les valeurs obtenues avec les spectres simulées pour les cellules A et B dans la plage [10, 17] keV pour ne conserver que la contribution des électrons.

du meilleur ajustement ainsi que son résidu pour un échantillon de 8192 canaux de données. Les événements sont essentiellement dus à des muons cosmiques traversant la cellule avec des traces de longueur différentes. Les dépôts d'énergie sont de l'ordre de 65 keV. Le tableau 5.6 présente les résultats de l'analyse pour cet échantillon. Le nombre de pics caractérisés par un rapport  $S/B \geq 5$  est de 13. Après analyse, des pics de basses énergies sont ajustés mais caractérisés par un rapport  $S/B$  très faible. Des événements de très faibles amplitudes noyés dans le bruit (positions 604 et 620, par exemple) sont détectés par la procédure mais avec un ajustement de mauvaise qualité. L'analyse ne semble pas être perturbée par le

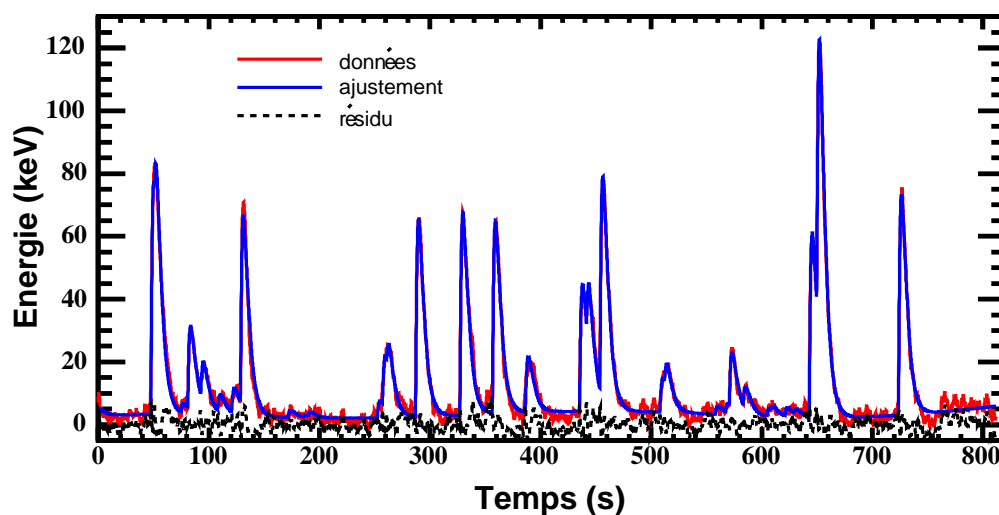


FIG. 5.14 – Echantillon de 8192 canaux correspondant à un spectre de données brutes pour la cellule A. Le meilleur ajustement aux données simulées est présenté (trait bleu) ainsi que le résidu obtenu (pointillés).

bruit avec un critère sur la coupure  $S/B \geq 5$ .

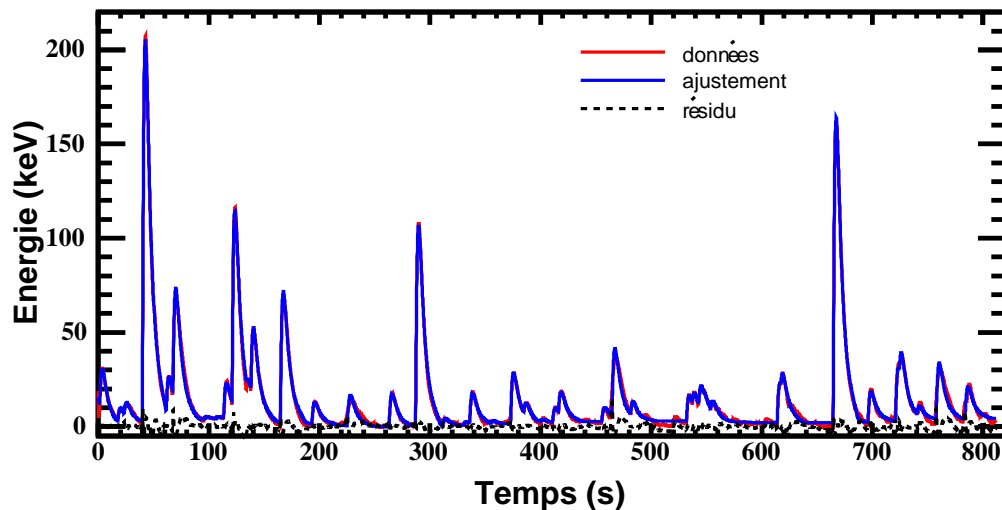
Position (s)	47.3	50.6	74.6	80.7	92.5	107.8	120.4	128.3	171.3
Energie (keV)	73.9	20.4	3.0	26.6	13.3	5.7	8.2	61.3	2.2
S/B	11.5	4.1	1.3	26.7	2.8	1.8	2.3	12.2	1.9
Position (s)	256.9	260.6	286.7	326.8	356.2	386.0	435.0	441.4	453.4
Energie (keV)	16.8	9.7	63.0	64.4	61.1	17.7	40.5	22.0	70.9
S/B	3.3	3.2	21.9	14.4	9.8	2.8	8.6	3.0	11.9
Position (s)	507.7	511.8	557.7	570.4	583.0	604.2	620.7	642.7	649.5
Energie (keV)	10.9	8.1	2.5	17.4	6.9	2.4	2.6	58.5	97.2
S/B	3.9	2.5	2.7	9.7	5.6	1.2	1.4	12.1	18.2
Position (s)	723.4								
Energie (keV)	70.3								
S/B	14.9								

TAB. 5.6 – Position, énergie et S/B pour les pics détectés dans les données présentées sur la figure 5.14.

#### 5.4.2 Résultats sur la cellule B

Les données de la cellule B présente un niveau de bruit plus faible ( $\sim 1$  keV) comparé à celui obtenu dans la cellule A. L'analyse des données de cette cellule est compliquée par le grand nombre d'événements qui conduit à un taux d'empilement important. Lorsque plusieurs événements ont lieu dans la cellule dans un temps inférieur au temps de montée relatif à un pic ( $\sim 3$  s), cela produit un

seul événement dont l'amplitude est la somme de celles des événements empilés. Ces derniers sont



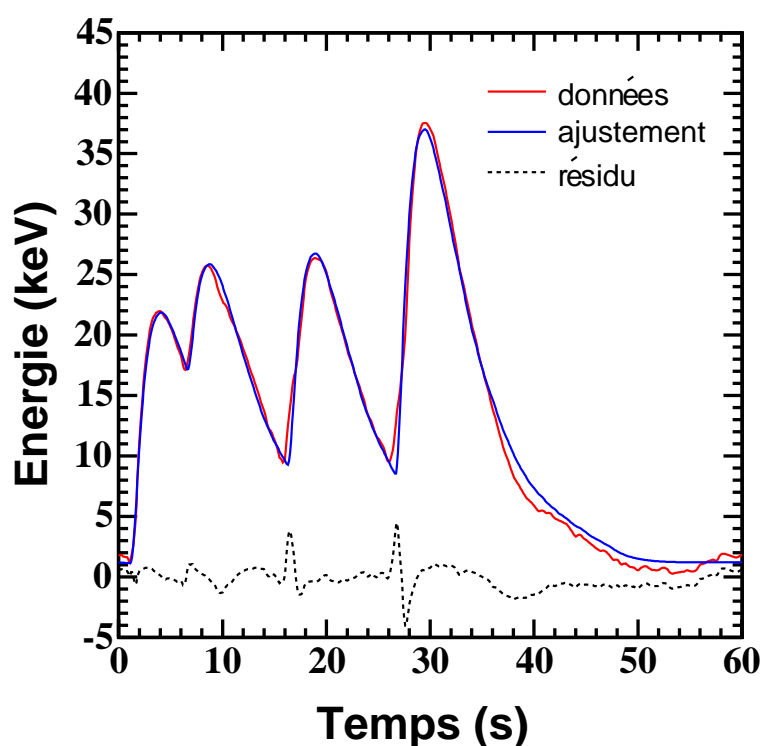
**FIG. 5.15** – Echantillon de 8192 canaux correspondant à un spectre de données brutes pour la cellule B pour un temps d'acquisition identique à celui de la figure 5.14 . Le meilleur ajustement aux données simulées est présenté (trait bleu) ainsi que le résidu obtenu (pointillés).

indiscernables. Le temps de montée d'un pic induit par conséquent un temps mort de l'ordre de 3 s. Lorsque plusieurs événements ont lieu dans le temps de descente d'un pic, la méthode d'analyse permet par contre de les localiser. La figure 5.15 présente le résultat de la procédure sur un échantillon de 8192

Position (s)	17.5	23.2	39.7	61.3	67.4	95.4	106.1	113.2	120.8
Energie (keV)	8.1	8.2	202.2	21.8	61.0	1.4	1.3	18.8	104.8
S/B	7.5	3.2	21.2	7.7	6.9	1.5	2.7	8.2	13.8
Position (s)	134.1	137.9	164.5	193.0	225.1	262.8	286.8	311.1	330.3
Energie (keV)	6.8	39.1	69.5	11.5	16.1	17.3	107.2	4.0	2.1
S/B	1.1	7.1	15.0	7.6	2.6	10.2	33.9	1.1	1.1
Position (s)	335.7	354.9	372.7	384.6	399.8	410.7	416.0	455.2	464.4
Energie (keV)	16.1	1.9	27.1	6.4	1.3	7.5	12.2	7.2	36.9
S/B	13.3	2.1	12.8	11.3	1.1	4.6	8.1	7.0	2.8
Position (s)	481.2	531.7	537.0	542.8	547.2	553.6	613.8	617.1	664.
Energie (keV)	7.8	13.4	7.9	12.8	2.8	6.7	21.4	9.7	162.2
S/B	10.4	8.7	5.1	7.9	3.0	3.9	14.9	2.7	26.6
Position (s)	695.9	720.7	724.2	740.3	757.6	783.7	813.1		
Energie (keV)	15.9	28.1	15.9	5.7	29.8	17.0	19.0		
S/B	7.1	14.4	4.3	2.6	3.1	2.0	16.8		

**TAB. 5.7** – Position, énergie et S/B pour les pics détectés dans les données présentées sur la figure 5.15.

canaux de données relatives à la cellule contenant la source de  $^{57}\text{Co}$ . Les événements correspondant à l'interaction des muons dans la cellule sont clairement visibles. Des pics d'amplitudes beaucoup plus faibles sont localisés. On peut souligner que la méthode permet d'ajuster des pics d'amplitudes différant de plus d'un ordre de grandeur. Ils correspondent aux électrons de basses énergies émis par la source. Le tableau 5.7 présente le résultat de l'analyse pour l'échantillon de données présentées sur la figure 5.15. Les pics de grandes amplitudes ont tendance à être caractérisés par un rapport S/B important. On observe que des événements d'énergies inférieures à 10 keV sont ajustés avec un rapport  $S/B \geq 5$ . Le grand nombre d'événements implique un taux d'empilement important dans les descentes des pics. L'analyse réussit à retrouver ces amplitudes. La figure 5.16 présente le résultat de l'ajustement itératif sur des événements basses énergies avec un empilement important. Les très faibles amplitudes peuvent être retrouvées. Elles correspondent vraisemblablement aux électrons émis par la source de  $^{57}\text{Co}$ .

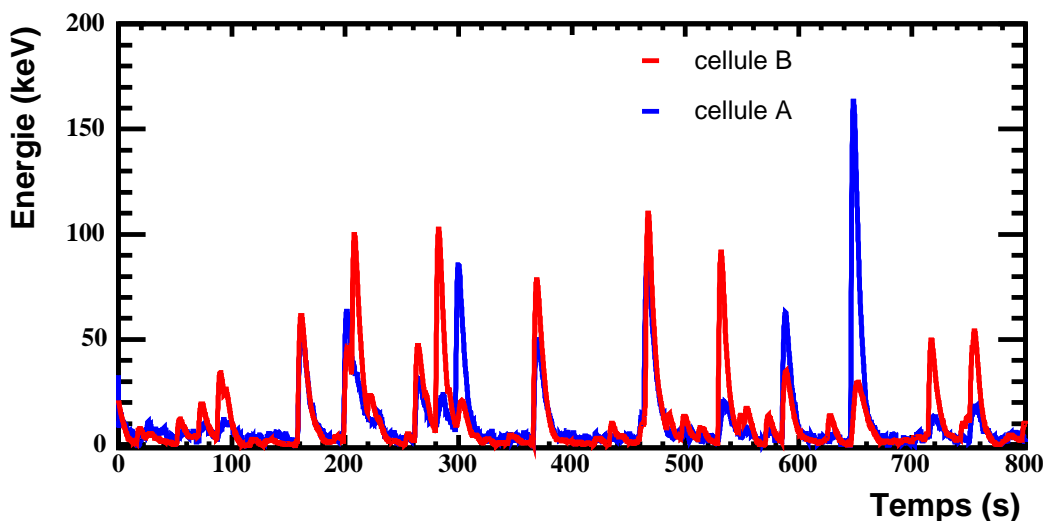


**FIG. 5.16** – Spectre d'acquisition, ajustement et résidu pour un échantillon de données présentant des événements de basses énergies.



### 5.4.3 Coïncidences entre les cellules A et B

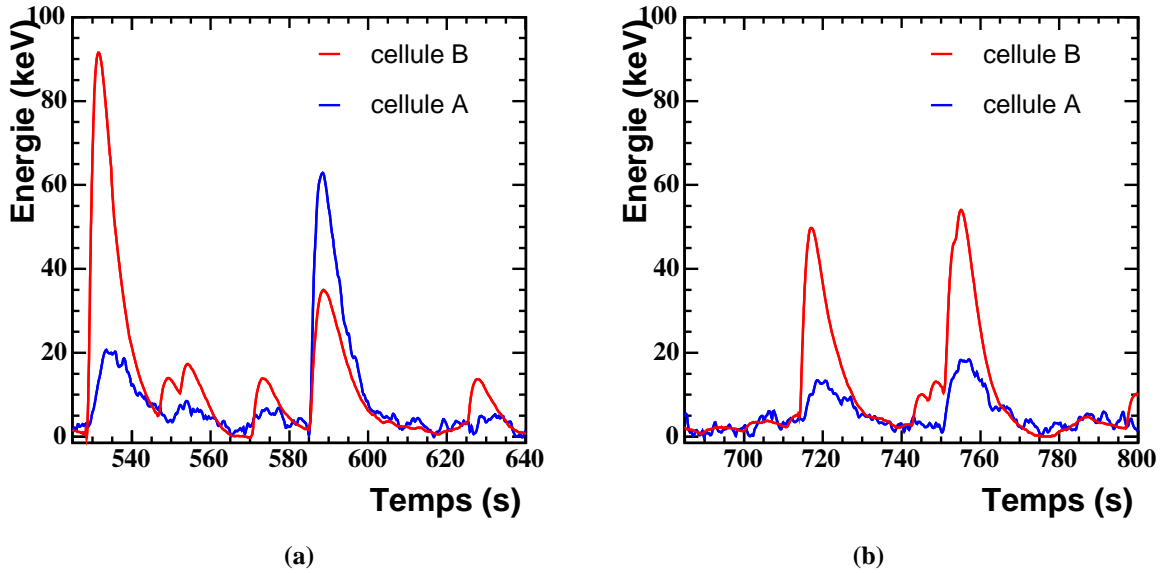
La géométrie du prototype multicellulaire permet d'obtenir des événements en coïncidence et ainsi d'améliorer la discrimination des événements du bruit de fond (cf. section 3.6). Etant donnée la taille de ce détecteur prototype, les coïncidences attendues proviennent essentiellement de muons cosmiques traversant au moins deux cellules. Après alignement en temps, les spectres des cellules A et B peuvent être superposés. Un algorithme a été développé pour déterminer les coïncidences entre les cellules A et B dont les résultats seront présentés dans le chapitre suivant. La corrélation en temps des deux cellules permet de déterminer les dépôts d'énergie ayant lieu dans une fenêtre de 35 canaux. En effet, le temps mort du détecteur est de  $\sim 3$  s et l'intervalle choisi correspond au temps de montée d'un pic. La figure 5.17 présente des spectres d'acquisition des cellules A et B. Elle confirme l'existence d'événements en coïncidence. Cependant, deux types de coïncidence sont observées. Les "vraies" coïncidences correspondent à des dépôts d'énergie séparés de moins de 35 canaux et caractérisés par des pics. On constate l'existence d'un autre type de coïncidence où seulement un des dépôts est caractérisé par un pic, l'autre correspondant à un signal présentant une forme plus symétrique. Sur l'échantillon présenté sur la figure 5.17, sept



**FIG. 5.17** – *Événements en coïncidence. L'alignement temporel des spectres d'acquisition des cellules A et B montrent la présence d'événements en coïncidence entre les deux cellules.*

"vraies" coïncidences sont détectées. Elles correspondent à des muons cosmiques. On remarque néanmoins que l'interaction d'un muon dans une cellule semble induire un signal dans la cellule voisine. Ce signal est clairement différent de celui caractéristique d'un événement correspondant à l'interaction d'une particule dans la cellule. Il présente une forme moins asymétrique que ce dernier. Ces événements ne sont pas détectés par l'analyse car ils sont caractérisés par un temps de montée de l'ordre de 3 s. La figure 5.18 présente une vue détaillée sur des plages de temps de l'échantillon présentée sur la figure 5.17.

Sur la plage présentée sur le graphique (a), la "vraie" coïncidence est à la position 585 s. Il s'agit d'un muon cosmique. Les autres événements semblent induire des dépôts dans la cellule voisine quels que soient leur énergie. Ces formes pourraient provenir d'une fuite thermique entre les cellules qui pourrait



**FIG. 5.18** – Coïncidence ou/et diaphonie entre les cellules A et B. L'échantillon (a) présente une vraie coïncidence à la position 585 s. Un événement interagissant dans la cellule B au temps 525 s induit un signal dans la cellule A caractérisé par un temps de montée de  $\sim 3$  s. Deux signaux de diaphonie sont visibles sur le graphique (b).

provenir d'un mauvais scellage au Stycast des passages d'un fil vibrant. Un déchirement de la fine feuille de cuivre séparant les deux cellules pourrait avoir eu lieu. Ce phénomène a pour inconvénient de produire des "bosses" dans les spectres d'acquisition qui peuvent se superposer aux événements ou perturber la ligne de base. Il semblerait que l'amplitude des "bosses" dépende de l'énergie déposée par la particule interagissant dans la cellule voisine. Ce phénomène induit de la diaphonie entre les cellules. Le signal induit dans la cellule adjacente est clairement séparé d'un événement physique par sa forme. Il n'est pas détecté ( $S/B \leq 1$ ). Il ne s'agit pas d'un signal dit en coïncidence de type muon-muon ou muon-électron.

On retiendra que la procédure développée pour analyser les données du prototype multicellulaire permet de retrouver les amplitudes d'événements de basses énergies et de traiter l'empilement des événements, phénomène qui s'avère important pour la cellule contenant la source d'électrons de conversion de  $^{57}\text{Co}$ . L'efficacité de la méthode en fonction de la coupure imposée sur la valeur du rapport  $S/B$  a été évaluée. Elle a permis de mettre en évidence qu'une coupure  $S/B \geq 5$  permet de conserver une bonne efficacité de détection avec un taux de contaminations négligeable. La méthode d'analyse présentée ici sera appliquée dans le chapitre suivant pour les données des cellules A et B.



## Chapitre 6

# Résultats expérimentaux de MACHe3

### Sommaire

---

<b>5.1 Principe de la méthode d'analyse des données . . . . .</b>	<b>97</b>
<b>5.2 Simulation des données d'acquisition . . . . .</b>	<b>103</b>
<b>5.3 Application de la procédure d'analyse aux données simulées . . . . .</b>	<b>107</b>
<b>5.4 Application de la méthode aux données expérimentales . . . . .</b>	<b>113</b>

---

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux sur la première cellule prototype et le prototype multicellulaire de MACHe3 et plus précisément la détection des bruits de fond à la recherche de matière sombre non-baryonique. Dans un premier temps, les résultats obtenus par une méthode de déconvolution détaillée dans [141] sur une série de données acquise sur une cellule en 2001 seront présentés. Le spectre des neutrons après irradiation du prototype par une source d'Am/Be en présence d'un blindage de paraffine est présenté (6.1) pour mettre en évidence la signature possible des neutrons avec l' $^3\text{He}$ . Le spectre expérimental en énergie des muons cosmiques (6.2.1) obtenu dans la première cellule prototype sera détaillé et comparé à la simulation réalisée avec l'environnement Geant4. Dans un deuxième temps, la procédure d'analyse exposée dans le chapitre précédent sera appliquée sur les données de la désaimantation 5 (d5) acquises sur le prototype multicellulaire en présence d'un château de plomb de couverture totale de 80%. La détection des muons cosmiques dans les cellules A et B est détaillée. Les résultats concernant la détection des électrons de basse énergie provenant de la source de  $^{57}\text{Co}$  seront exposés. Le spectre des électrons de basses énergies de la source de très faible activité placée à l'intérieur de la cellule B sera présenté. Ces résultats sont publiés dans [146]. La méthode de coïncidence entre les cellules A et B sera détaillée. La corrélation temporelle entre ces deux cellules sera utilisée pour mettre en évidence la possibilité de discriminer les événements du bruit de fond en coïncidence.

## 6.1 Détection des neutrons

Un dispositif expérimental a été mis en oeuvre pour montrer la possibilité de séparer l'interaction des neutrons dans l' $^3\text{He}$  par le processus de capture neutronique. Une expérience avec une source d'Am/Be placée à 30 cm du cryostat a été réalisée. L'activité de la source est de  $2,2 \times 10^{-5}$  Bq. Elle produit un spectre continu de neutrons jusqu'à 10 MeV piqué à 3 MeV. Un blindage de paraffine d'épaisseur 30 cm a été disposé entre la source et le cryostat pour permettre de thermaliser les neutrons et ainsi favoriser le processus de capture neutronique. Après thermalisation, les neutrons sont majoritairement capturés en laissant une énergie caractéristique. La figure 6.1 présente le spectre en énergie des neutrons

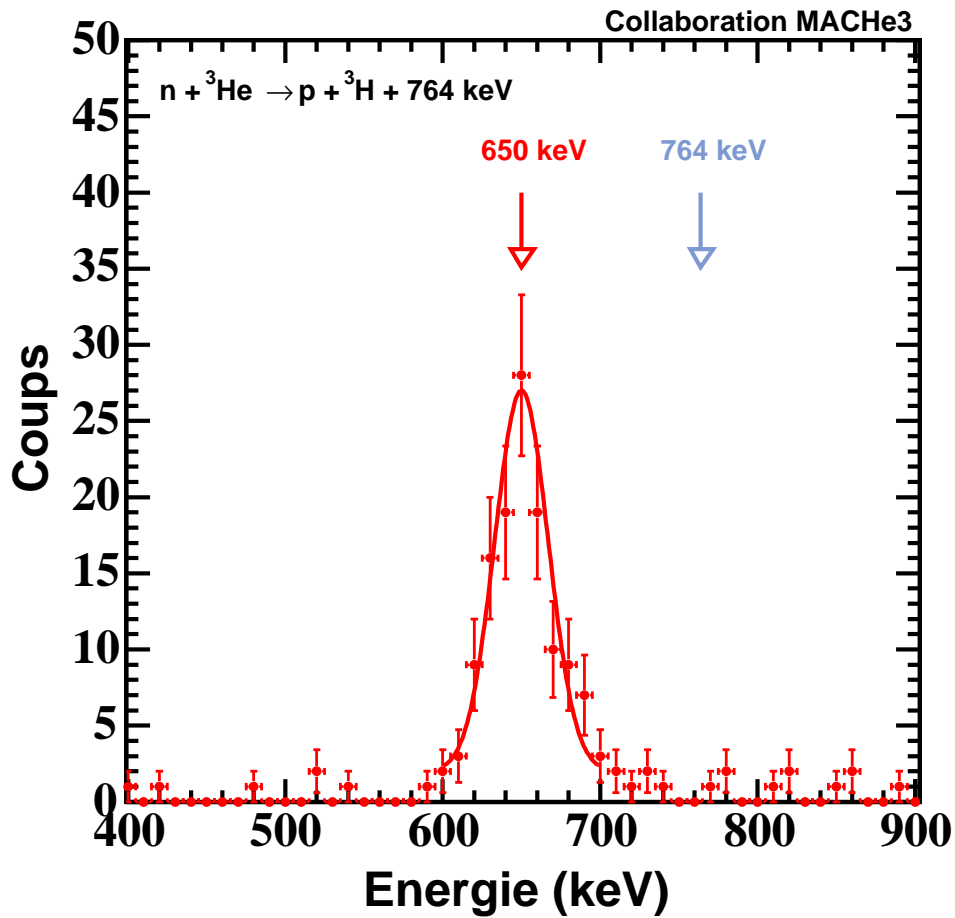


FIG. 6.1 – Spectre en énergie des neutrons dans la cellule prototype. Le pic de capture neutronique est observé à 650 keV. Le décalage en énergie par rapport à la valeur théorique est de  $\sim 15\%$

pour un temps d'acquisition de  $\sim 4,6$  h à une température de  $\sim 100 \mu\text{K}$  obtenu à l'aide d'une analyse

basée sur une procédure de déconvolution [141]. L'étalonnage de la cellule a été réalisé à l'aide d'un fil auxiliaire par la méthode par impulsion de courant par l'équipe du CRTBT [136]. La distribution en énergie obtenue indique un pic à 650 keV avec une largeur à mi-hauteur de 20 keV. La résolution obtenue sur le pic de capture est de  $\sim 3\%$ . Ce spectre démontre la possibilité de signer l'interaction des neutrons dans l' $^3\text{He}$ . Des événements de part et d'autre du pic de capture sont observés. Ils correspondent à la diffusion élastique  $n\text{-}^3\text{He}$ .

Un décalage en énergie est observé par rapport à la valeur attendue par le processus de capture qui libère une énergie de 764 keV à l'intérieur de la cellule. Celle-ci peut être attribuée à la perte d'énergie par production de photons UV ou au mécanisme de Kibble-Zurek [143] conduisant à la formation de vortex. En effet, si les 764 keV sont uniformément distribués dans la région d'interaction, la température augmente provoquant une transition de phase dans cette région, qui n'est alors plus superfluide. Lors de la diffusion des particules libérées, celle-ci se refroidit. Le liquide retourne dans un état superfluide en plusieurs endroits ayant des phases aléatoires de fonctions d'onde, ce qui conduit à la formation de défauts topologiques [133]. La réaction de capture neutronique par l' $^3\text{He}$  libère une quantité d'énergie qui est distribuée en énergies cinétiques pour le proton (573 keV) et le tritium (194 keV). Cette énergie est déposée sur une trace totale de longueur  $\lesssim 100\text{ }\mu\text{m}$ . Cette région de forte densité en énergie peut alors se réchauffer jusqu'au dessus de la température critique  $T_c$  et conduire à la formation de vortex [130]. La fraction d'énergie émise en scintillation dans le cas de la capture neutronique est estimée à 7% [130]. Les incertitudes d'étalonnage levées, une perte d'énergie liée aux scénarii de type Kibble-Zurek reste permise.

## 6.2 Détection des muons cosmiques

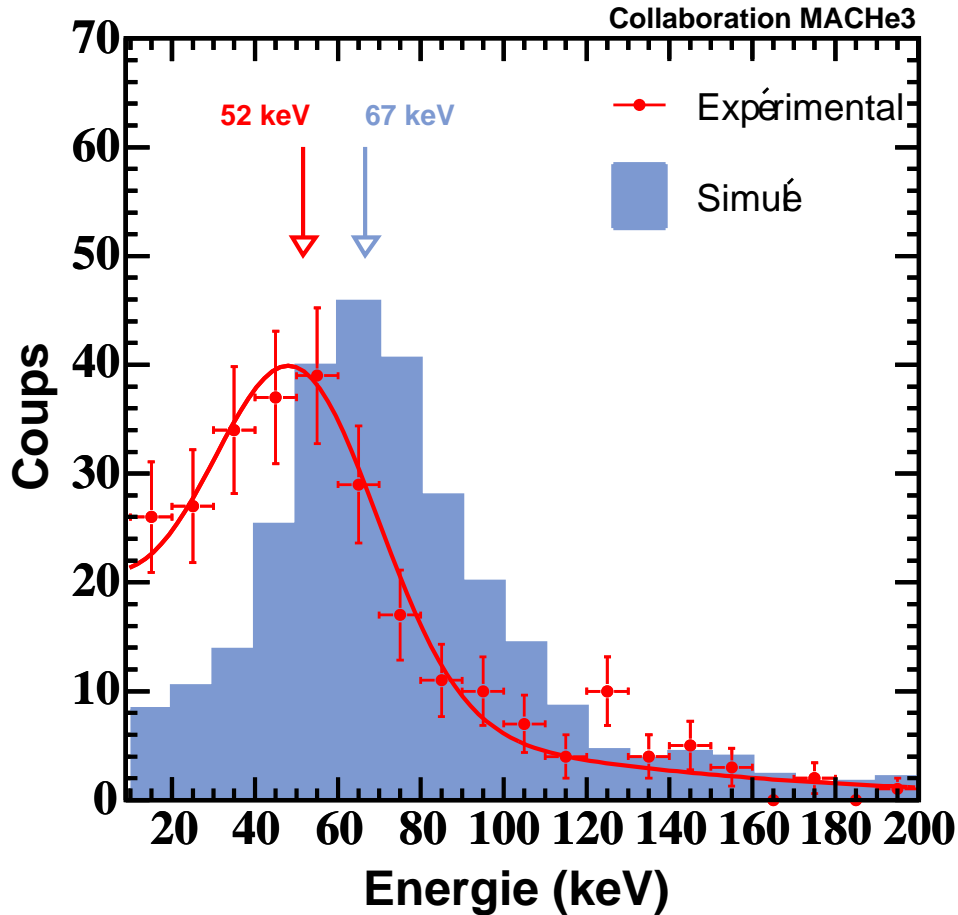
La détection d'un autre type de bruit de fond a été mis en évidence. Il s'agit des muons cosmiques dont le spectre est attendu à plus basse énergie. Dans un premier temps seront présentés les résultats obtenus sur la première cellule prototype dont le facteur d'étalonnage a été obtenu par une procédure par impulsion de courant par l'équipe du CRTBT [136]. La deuxième sous-section est consacrée aux résultats obtenus avec le prototype multicellulaire utilisant le facteur d'étalonnage obtenu par la méthode décrite en 6.3.1.

### 6.2.1 Expérience sur la première cellule prototype

Les données analysées dans cette sous-section correspondent aux prises de données utilisant la première cellule bolométrique à  $^3\text{He}$  superfluide utilisée comme un détecteur de particules. Ces données ont été enregistrées en 2001. La méthode d'analyse utilisée est basée sur une procédure de déconvolution et est décrite dans [141]. Le seuil en énergie obtenu avec cette méthode d'analyse est de 10 keV.

### a) Premier spectre en énergie des muons dans la cellule bolométrique

La figure 6.2 montre le spectre expérimental obtenu pour un temps d'acquisition de  $\sim 12$  h. Le centroïde de la distribution est à  $52 \pm 5$  keV [140] avec le coefficient d'étalonnage fourni par le CRTBT [136]. Ce pic présente une asymétrie qui caractérise les dépôts d'énergie dus aux traces périphériques des muons à travers la cellule. Le taux d'événement dans la plage en énergie  $[10, 200]$  keV est de  $0.32 \text{ min}^{-1}$ . Une



**FIG. 6.2** – Spectre en énergie des muons cosmiques avec la première cellule prototype. Les données (points) présentent un pic à 52 keV. Le résultat de la simulation Geant4 indique un pic à 67 keV.

simulation reproduisant le dispositif expérimental a été développée avec l'environnement Geant4 pour estimer l'énergie déposée par les muons cosmiques à l'intérieur de la cellule. La physique implémentée comporte tous les processus d'interaction des muons excepté le processus de scintillation. Le flux de muons au niveau du sol est de  $j_\mu(p, 0^\circ) = 3.09 \times 10^{-3} p^{-0.5483-0.3977 \ln(p)}$  [144]. L'énergie moyenne est

de 2 GeV avec une dépendance azimuthale en  $\cos^{1.85}\theta$  [144]. Après intégration dans la plage [10, 200] keV, le taux de muons dans la cellule est estimé à  $0.36 \text{ min}^{-1}$  ce qui est en bon accord avec le taux expérimental. Le centroïde du spectre simulé est à  $67 \pm 5 \text{ keV}$  étant donné l'échantillonnage utilisé. Les spectres expérimental et simulé présentent un décalage en énergie de  $\sim 22\%$ . Outre les incertitudes d'éta-lonnage, ce dernier pourrait être expliqué par la production de photons UV par les muons dans l' $^3\text{He}$ .

### b) Production de photons UV dans l' $^3\text{He}$

La scintillation de l'hélium, c'est-à-dire la production de photons UV, provient de la désexcitation d'états atomiques et moléculaires créés lors du passage d'une particule chargée. Cette fraction d'énergie émise en UV constitue de l'énergie perdue pour la cellule bilométrique car l' $^3\text{He}$  est transparent pour les photons UV [130]. Les deux premiers états excités de l'atome d'hélium sont l'état singulet  $2^1\text{S}$  et l'état triplet  $2^3\text{S}_1$  ayant une énergie de 19.8 eV [134]. Les atomes excités peuvent alors former avec un autre atome d'hélium des états moléculaires excités liés appelés dimères  $\text{He}_2^*$ . Des photons UV sont alors émis lors de leur désexcitation. La fraction d'énergie qui est libérée en scintillation dépend de la nature de la particule incidente et de son énergie. Le taux de scintillation diminue avec la masse de la particule incidente.

### c) Discussion

Les spectres des neutrons et des muons présentent un décalage vers les basses énergies par rapport à la valeur théorique dont une partie pourrait être expliquée par la scintillation de l' $^3\text{He}$  induisant la production de photons UV qui constitue de l'énergie perdue pour la cellule bolométrique. Dans le cas des neutrons, 7% de l'énergie perdue est attribué à la scintillation alors que pour les muons, l'intégralité,  $\sim 22\%$ , semble provenir de ce processus. Cette différence peut être expliquée qualitativement. Dans le cas des neutrons, la densité de dimères  $\text{He}_2^*$  créés le long des traces est très supérieure à celles obtenues dans le cas des muons. En effet, l'énergie libérée par les reculs du proton (573 keV) et le tritium (191 keV) est déposée sur des traces  $\lesssim 100 \mu\text{m}$  alors que pour les muons,  $\sim 65 \text{ keV}$  est déposée sur  $\sim 5 \text{ mm}$ . Lors de la capture neutronique, les dimères créés ont tendance à collisionner avant de se désexciter étant donnée leur grande densité, ce qui entraîne une diminution de la production d'UV. Pour les muons, ils ont tendance à se désexciter avant de collisionner car leur densité est moins importante, ce qui implique un taux de scintillation plus important. Ces résultats sont en bon accord avec les résultats obtenus dans [145]. En effet, dans l'hélium 4 superfluide,  $\sim 25\%$  de l'énergie d'électrons de 364 keV est émise sous forme d'UV et  $\sim 10\%$  dans le cas de particules  $\alpha$  de 3 MeV. Cette différence dans les taux de scintillation est cohérente avec le mécanisme de désexcitation/collision des dimères.

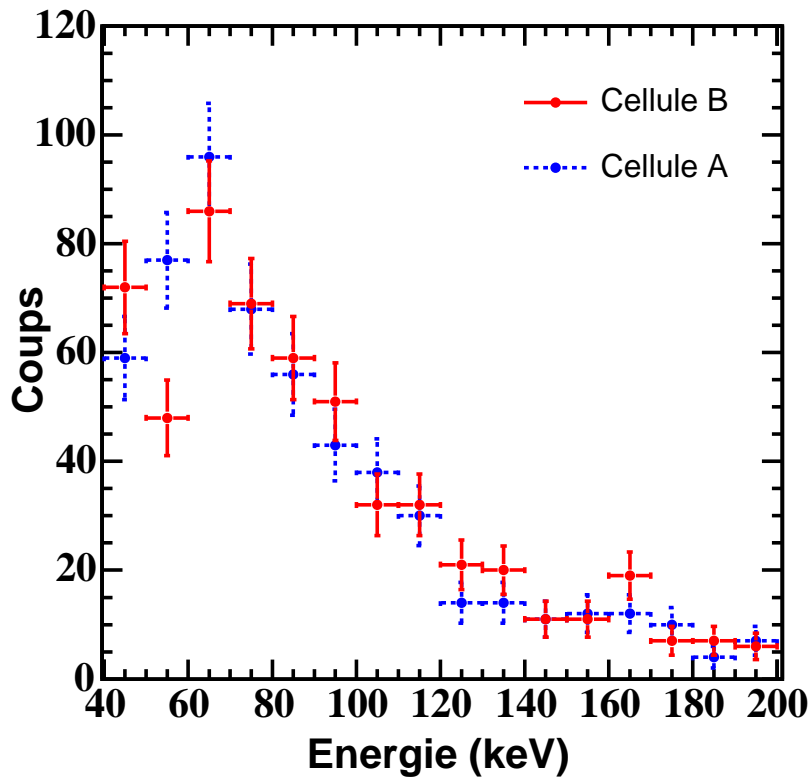


### 6.2.2 Détection avec le prototype multicellulaire

Cette sous-section présente les résultats concernant la détection des muons cosmiques avec le prototype multicellulaire présenté en 4.3.1. L'étalonnage utilisé pour la cellule B est celui fourni par la méthode décrite en 6.3.1 utilisant les lignes d'électrons de conversion de la source de  $^{57}\text{Co}$ . La procédure d'étalonnage permet de s'affranchir du processus de scintillation dans l' $^3\text{He}$ . En effet, la procédure basée sur le positionnement des lignes d'électrons de conversion de la source de  $^{57}\text{Co}$  considère la scintillation induite par ces électrons.

#### a) Spectres en énergie dans les cellules A et B

L'analyse détaillée dans le chapitre précédent a permis d'obtenir les spectres en énergie des muons dans les cellules A et B du prototype multicellulaire. Les spectres de deux cellules ont été analysés pour



**FIG. 6.3** – Spectres des muons cosmiques dans les cellules A (ligne en pointillés) et B (ligne en trait plein) dans la plage en énergie [40, 200] keV.

un temps d'acquisition de 15,5 h. Le résultat est présenté sur la figure 6.3 dans la plage en énergie

[40, 200] keV pour une coupure  $S/B \geq 5$ . Les spectres obtenus dans les deux cellules présentent un pic à  $65 \pm 5$  keV. Etant donné que les cellules A et B sont de géométries identiques, les distributions en énergie déposée par les muons doivent être semblables. Le spectre des muons de la cellule B permet donc de positionner en énergie celui obtenu dans la cellule A. Le facteur d'étalonnage obtenu pour cette cellule est de  $(2,8 \pm 0,2) \times 10^{-4}$  Hz/keV. Les deux spectres sont en bon accord. Le nombre de coups intégré sur la plage en énergie [40, 200] keV est de 623 pour la cellule A et de 622 pour la cellule B.

### b) Comparaison avec le spectre obtenu par simulation Geant4

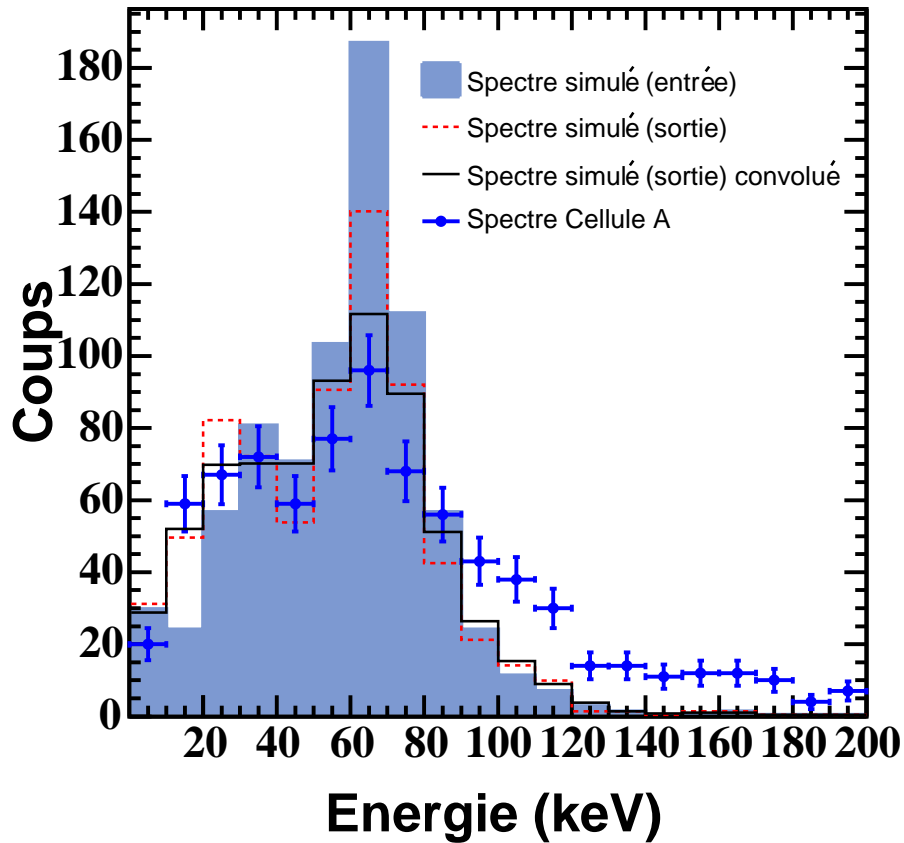
Une simulation reproduisant le dispositif expérimental a été développée avec l'environnement Geant4 dans le but de comparer les spectres expérimental et simulé. La simulation est réalisée sans tenir compte du processus de scintillation pour les muons dans l' $^3\text{He}$ , la procédure d'étalonnage permettant de s'en affranchir (cf. 6.3.1). Elle permet d'obtenir le spectre en énergie déposée par les muons de 2 GeV dans la cellule. A partir de ce spectre, des données en temps sont simulées (cf. 5.2) et analysées (cf 5.3). Le spectre en énergie est alors reconstruit, après analyse, avec  $S/B \geq 5$ . Ceci permet de tenir compte de la perte de résolution due à la méthode de traitement des données. Pour illustration, le spectre obtenu peut être convolué par une fonction gaussienne pour traduire une perte de résolution due à des effets systématiques de l'instrument qui ne sont pas pris en compte dans la simulation. Une hypothèse sur cette résolution est faite. Elle est choisie de 2 keV. La figure 6.4 présente la comparaison du spectre expérimental de la cellule A avec ceux obtenus par simulation. Tout d'abord, les distributions expérimentales et simulées présentent un pic maximal centré à  $65 \pm 5$  keV. Cependant, on observe un désaccord dans les amplitudes pour ce pic, le spectre expérimental étant moins piqué. La dégradation impliquée par la méthode d'analyse est visible sur le spectre simulé en sortie. Celle-ci donne lieu à un élargissement de la distribution qui induit une réduction du désaccord entre les amplitudes des pics maximaux expérimental et simulé. L'erreur de résolution introduite permet d'obtenir un bon accord entre les spectres expérimental et simulé. Il faut cependant noter que la simulation ne reproduit pas l'élargissement observé à partir de  $\sim 100$  keV. La simulation des données en temps permet de reproduire l'empilement mais n'introduit que du bruit blanc.

Le taux de muons dans la cellule A pour la plage [0, 200] keV est de  $0,82 \text{ min}^{-1}$ . Etant donné la géométrie de cette cellule, ce résultat est cohérent avec celui obtenu en 6.2.1 a). Le spectre présenté dans la cellule A est composé essentiellement de muons. Les simulations Monte Carlo montrent que moins de 3% des événements dans la plage [0, 200] keV sont attribués aux rayons  $\gamma$  provenant de la source de  $^{57}\text{Co}$ .

## 6.3 Détection des électrons de basse énergie de la source de $^{57}\text{Co}$

### 6.3.1 Etalonnage de la cellule B

La cellule B contient la source d'électrons de conversion interne de basses énergies de  $^{57}\text{Co}$  dont les raies sont respectivement à 7,3 pour la couche K et à 13,6 keV pour la couche L. Les électrons émis d'énergies inférieures à 40 keV ont un parcours inférieur à  $370\text{ }\mu\text{m}$  dans l' $^3\text{He}$  superfluide. Ils vont déposer l'intégralité de leur énergie dans cette cellule. Les lignes des électrons de conversion de la couche K et de la couche L sont utilisées pour déterminer le facteur d'étalonnage. A l'aide du spectre en fréquence obtenu  $\Delta f$  (Hz), ces lignes sont localisées et positionnées à leurs valeurs nominales. Ceci



**FIG. 6.4** – Spectres expérimental (cellule A) et simulés des muons cosmiques pour le prototype multicellulaire. Les distributions expérimentale et simulées présentent un pic à 65 keV. Le spectre simulé Geant4 en entrée est présenté (histogramme plein) ainsi que celui reconstruit après analyse, à  $S/B \geq 5$  (pointillés). L'influence d'une perte de résolution due à des effets systématiques de l'instrument est illustrée (histogramme en trait plein noir).

permet d'obtenir le coefficient de conversion des Hz en keV. La valeur du coefficient d'étalonnage pour la cellule B est de  $(2, 4 \pm 0, 2) \times 10^{-4}$  Hz/keV. L'incertitude est calculée à l'aide de l'échantillonnage utilisé, 1 keV/bin, sur la position de la ligne d'électrons  $e_{CL}$  à 13,6 keV. Ce facteur ne semble pas présenter d'évolution avec l'énergie dans la plage considérée. Celui-ci est appliqué pour le spectre des muons cosmiques dans la cellule B et permet d'obtenir un très bon accord avec la simulation. Ce facteur sera utilisé dans la suite pour l'ensemble des spectres concernant la cellule B.

### 6.3.2 Spectre en énergie dans la plage [0, 40] keV

Les spectres d'acquisition pour les cellules A et B ont été analysés avec la procédure détaillée dans le chapitre 5. Leur évolution en fonction de la valeur imposée à S/B dans la plage en énergie [0, 40] keV est présentée sur la figure 6.5.

- En l'absence de contrainte ( $S/B \geq 0$ ), on constate une augmentation du bruit à basse énergie. Celle-ci est clairement observée dans la cellule A (pointillés). Les lignes d'électrons entre 12 et 15 keV ("deuxième pic") sont déjà observables alors que celles à plus basses énergies ("premier pic")  $\sim 7$  keV sont noyées dans le bruit. Cependant ce dernier diminue d'autant plus que la valeur imposée à S/B est grande.
- A  $S/B \geq 1$ , le premier pic commence à se préciser au-dessus du bruit. Le deuxième pic est clairement au dessus du bruit de fond observé dans la cellule A. Une contribution semble apparaître pour une énergie  $\sim 20$  keV.
- Pour  $S/B \geq 4$ , les contributions des électrons provenant de la source sont visibles, le bruit à leur détection obtenu dans la cellule A étant très nettement inférieur. Une autre contribution semble apparaître à une énergie de  $\sim 27$  keV. Le spectre de la cellule A ne contient aucune structure visible.
- Dès  $S/B \geq 5$ , les lignes de la source de  $^{57}\text{Co}$  sont clairement observées. La détection des électrons de basses énergies est visible.

L'analyse des données simulées (cf. figure 5.10) montre que pour  $S/B \geq 5$ , l'efficacité de détection est 65% et que le taux de contaminations est inférieur à 2%. Un choix de coupure à  $S/B \geq 5$  permet une bonne description en conservant une efficacité de détection assez importante sans être pollué par un taux de contaminations trop gênant. La dégradation de l'efficacité de détection pour les événements de basses énergies est due essentiellement à leur taux important dans la cellule qui entraîne un fort empilement des événements, et du bruit provoqué par les microvibrations. Leur qualité de détection provient également de la méthode d'analyse et non du milieu de détection utilisé. L'observation de ces structures confirme la très faible sensibilité de  $^3\text{He}$  aux rayons  $\gamma$ . Le bruit de fond à la détection des électrons est obtenu dans la cellule A. Il contient la contribution des muons et celles des rayons  $\gamma$  de la source. Aucune contribution des rayons X du cuivre constituant les parois des cellules n'est observée dans le spectre du fond.

Les simulations Geant4 montrent que l'interaction des  $\gamma$  dans les cellules est très faible (cf. figure 5.5). Des contaminations provenant des muons sont présentes dans le spectre de la cellule B. L'utilisation des

coïncidences sera mise en œuvre pour essayer de réduire leur contribution (cf. 6.4.2). Les composantes du premier pic se dégradent d'autant plus que l'on augmente la valeur de  $S/B$ . Pour  $S/B \geq 5$ , le spectre expérimental semble être relativement bien reproduit par la simulation en imposant une coupure à  $S/B \geq 7$ . En effet, à  $S/B \geq 5$ , on observe expérimentalement un plus grand nombre de coups dans la plage en énergie  $[10, 17]$  keV que dans  $[2, 10]$  keV. Ce phénomène n'est reproduit dans les simulations que pour  $S/B \geq 7$  (cf. figure 5.12). La simulation effectuée tient compte des principaux ingrédients expérimentaux. Cependant, la contribution due aux microvibrations n'a pas été introduite.

Une vue détaillée du résultat de l'analyse des données de la cellule B pour une coupure  $S/B \geq 5$  est présentée sur la figure 6.6. Les positions des différentes contributions des électrons sont indiquées. Les raies d'électrons de conversion des couches K, L et M à 7,3, 13,6 et 14,2 keV ainsi que les électrons Auger de la couche K à 5,5 keV sont visibles. Le résultat de l'empilement de l'électron de conversion de la couche K et son électron Auger correspondant implique une raie à 12,8 keV. Celles-ci apparaissent clairement sur le spectre. A  $S/B \geq 5$ , on observe une bonne détection des événements de basses énergies et notamment dans la plage d'intérêt pour la recherche de matière sombre non-baryonique. Des événements d'énergies inférieures à 6 keV sont visibles.

La source étant fixée sur support en or, des contributions supplémentaires pourraient apparaître par interaction des rayons  $\gamma$  émis par la source dans l'or. Les électrons de la couche L de  $^{197}\text{Au}$  ont des énergies de 14,4 keV. L'émission photon est composée des rayons X de 6,4 et 7,1 keV et des rayons  $\gamma$  de 14,4, 122 et 136 keV. Ces photons interagissent essentiellement dans l'or. Ceci est suggéré par le tableau 5.2. La différence entre les nombres d'événements  $\gamma$  qui interagissent dans les cellules A et B est due à la présence du support en or. Les photoélectrons produits peuvent alors s'échapper de la fine couche d'or d'épaisseur 25  $\mu\text{m}$ . Etant donné le temps mort du détecteur, ces électrons peuvent alors s'empiler avec les électrons de conversion des couches K ou L donnant lieu aux contributions à 21,7 et 27,9 keV. Ces contributions sont visibles sur la figure 6.6. Les structures visibles sur le spectre de la cellule B sont à comparer avec le spectre de la cellule A dans cette plage en énergie.

Etant donné que les raies d'électrons ne sont visibles que dans la cellule B, la cellule A permet d'avoir accès au spectre du bruit de fond à la détection de ces raies. Les seuls événements attendus dans la cellule A proviennent de l'interaction des muons cosmiques et éventuellement de celle des  $\gamma$  de 14,4, 122 et 136 keV par effets Compton ou photoélectrique. La figure 6.7 présente le spectre en énergie obtenu dans la cellule A dans la plage en énergie d'intérêt pour une coupure  $S/B \geq 5$ . On observe que le bruit de fond à la détection des lignes d'électrons est très faible. Le nombre de coups intégré dans la plage  $[0, 40]$  keV pour la cellule A est de 218. Il est de 748 pour la cellule B. Les contributions provenant des électrons de la source sont donc clairement identifiées. Les contributions supplémentaires à 21,7 et 29,7 keV n'apparaissent en effet que dans la cellule B. Dans la plage  $[30, 40]$  keV où l'on attend aucune contribution dans la cellule B, les spectres des deux cellules sont compatibles. Aucune raie supplémentaire n'est observée. Le fait d'obtenir ce spectre permet de confirmer la très faible sensibilité de l' $^3\text{He}$  aux rayons  $\gamma$ . En effet, l'émission  $\gamma$  de la source à 122 keV de 85,5 pour 100 désintégrations, et à 136 keV de 9,15 ne perturbe pas le spectre des électrons de la cellule B. Aucun front Compton des  $\gamma$  de 122 et 136 keV respectivement

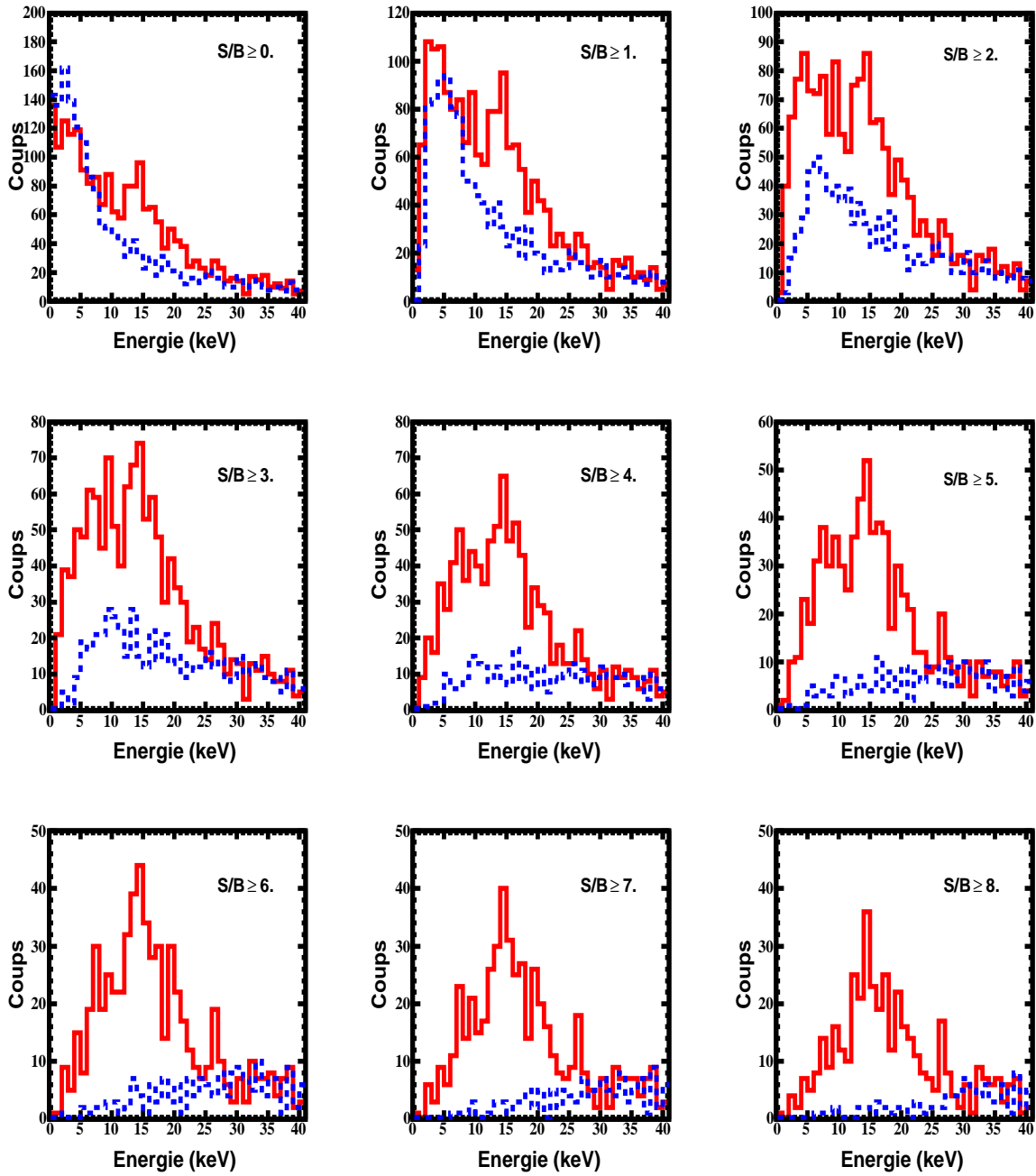
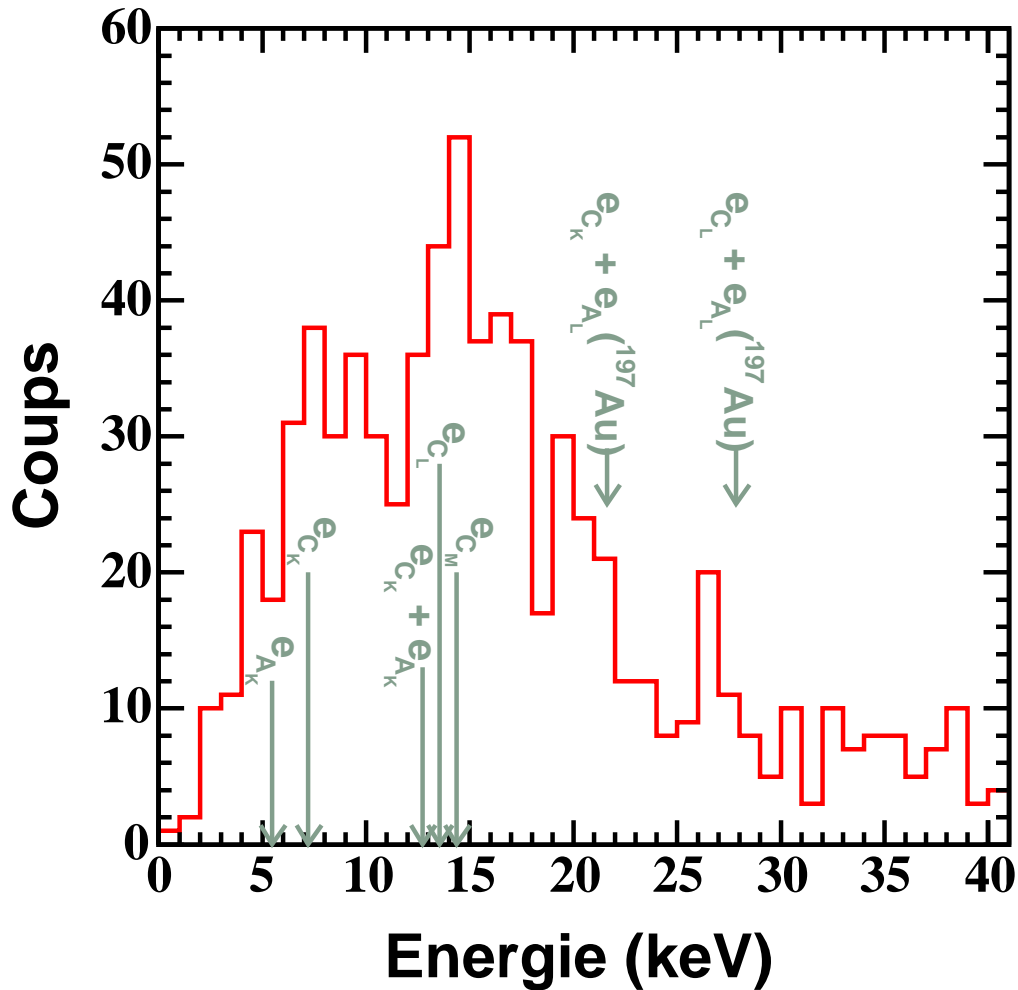


FIG. 6.5 – Evolution des spectres en énergie pour les cellules A (pointillés) et B (traits pleins) en fonction de la valeur imposée à la coupure en  $S/B$  dans la plage en énergie  $[0, 40]$  keV.

à 39,4 et 47,2 keV, n'est perceptible. Une section efficace Compton importante noierait les structures observées.

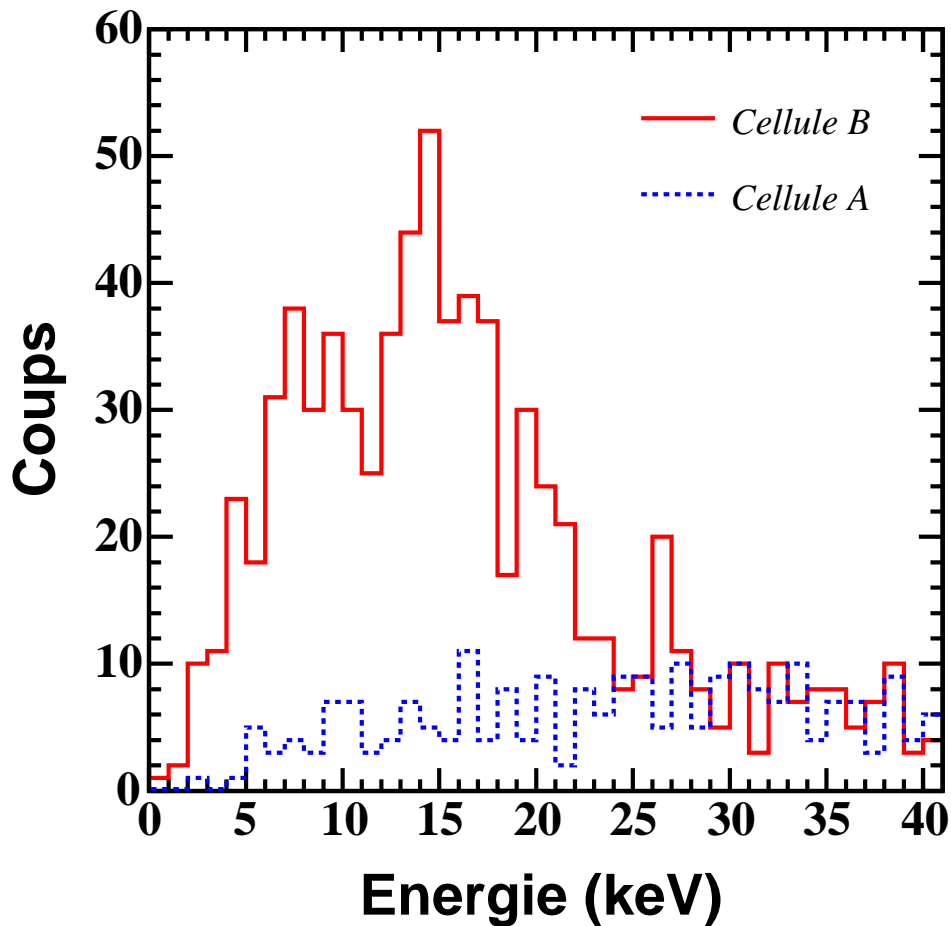


**FIG. 6.6** – Spectre des électrons de basses énergies de la source de  $^{57}\text{Co}$ . Les principales contributions de la source de  $^{57}\text{Co}$  sont indiquées.

D'autre part, il faut également noter la très faible sensibilité de l' $^3\text{He}$  aux rayons X du cuivre. En effet, le noyau  $^{63}\text{Cu}$  émet des photons X entre 7,4 et 8,3 keV. Aucune composante correspondant à un photoélectron n'est visible autour de ces énergies dans le spectre de la cellule A. Ceci confirme la transparence de l' $^3\text{He}$  aux rayons X provenant des parois en cuivre.

### 6.3.3 Estimation de l'activité de la source de $^{57}\text{Co}$

L'activité de la source peut être estimée à partir du spectre expérimental de la cellule B et des simulations de spectres comme expliqué en 5.3.3. Le nombre de coups provenant des électrons de la



**FIG. 6.7** – Spectre des électrons (trait plein) provenant de la source de  $^{57}\text{Co}$  ainsi que le bruit de fond (pointillés) à leur détection. Le spectre de la cellule A (pointillés) ne présente aucune structure, les contributions provenant de la source de  $^{57}\text{Co}$  sont visibles uniquement dans la cellule B. Le bruit de fond à leur détection est donné par la cellule A. Figure extraite de [146].

source de  $^{57}\text{Co}$  peut être calculé dans la plage en énergie  $[10, 17]$  keV à l'aide du spectre obtenu dans la cellule A. Cette plage est choisie car au vu de la figure 6.5, elle n'est pratiquement pas influencée par le bruit. En effet, le nombre de coups provenant du bruit de fond à la détection des électrons est donné par celui de la cellule A dans la même plage. Le tableau 6.1 présente le nombre d'événements dans la plage considérée pour les cellules A et B pour les valeurs  $S/B \geq 5$  et  $S/B \geq 7$ . Etant donné que les événements de la cellule A sont constitués par les muons cosmiques et les rayons  $\gamma$ , on peut estimer le nombre d'électrons provenant de la source de  $^{57}\text{Co}$ . Par comparaison avec les résultats des simulations en 5.3.3, l'activité de la source est estimé entre 0.03 et 0.05 Bq. Les simulation effectuées permettent



ainsi d'obtenir un ordre de grandeur de l'activité de la source de  $^{57}\text{Co}$  présente dans la cellule B.

Plage en énergie (keV)	$S/B \geq 5$	$S/B \geq 7$
Cellule B	299	205
Cellule A	48	14
Contributions dues aux électrons	251	191

**TAB. 6.1** – Nombre d'électrons provenant de la source de  $^{57}\text{Co}$  dans la plage en énergie  $[10, 17]$  keV pour  $S/B \geq 5$  et  $S/B \geq 7$ .

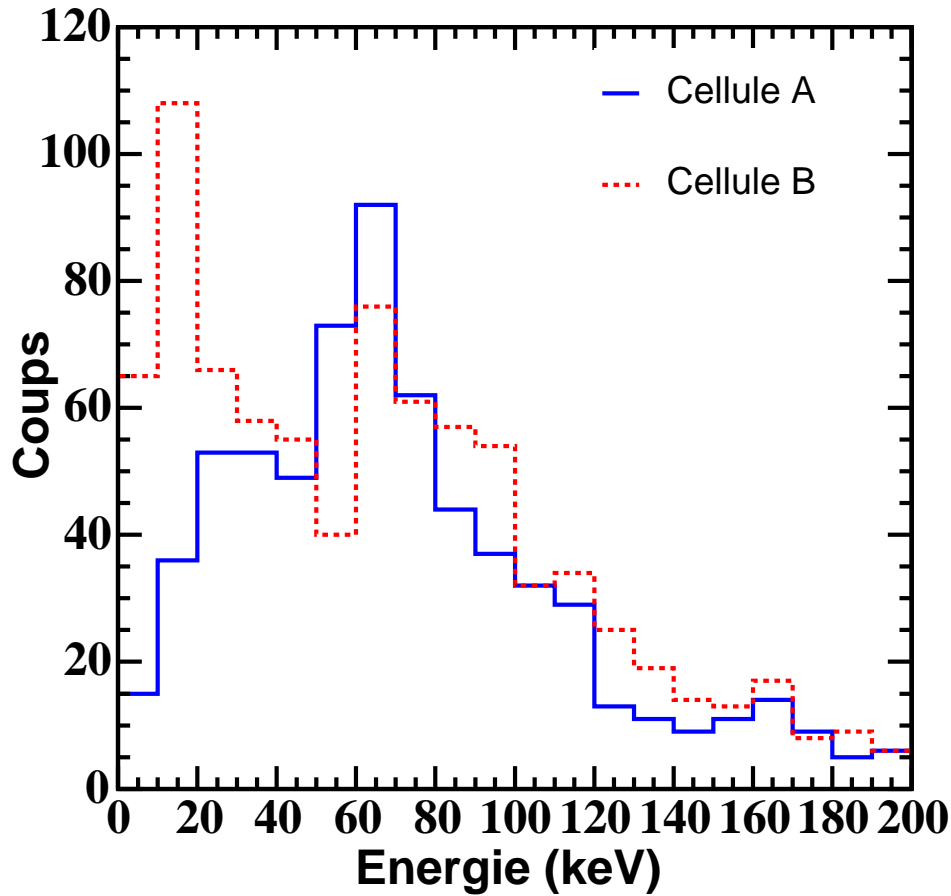
## 6.4 Coïncidences entre les cellules

Le prototype multicellulaire a permis d'utiliser la corrélation entre les cellules pour discriminer les événements constituant le bruit de fond. L'analyse des cellules A et B permet de mettre en évidence la possibilité de discriminer les muons cosmiques par l'utilisation de la coïncidence entre les cellules.

### 6.4.1 Taux de coïncidences entre les cellules A et B

La méthode d'analyse permet d'avoir accès aux événements interagissant à la fois dans les cellules A et B. Après alignement temporel des spectres d'acquisition des cellules A et B pour l'échantillon de 15,5 h de données, un algorithme a été développé pour calculer les événements en coïncidence entre celles-ci. Un événement est dit de coïncidence lorsqu'il interagit dans les cellules à moins de 35 canaux (cf. 5.4.3). Le taux de coïncidence entre les cellules A et B est de  $0.70 \text{ min}^{-1}$  dans la plage  $[0, 200]$  keV. Le résultat de l'analyse des coïncidences temporelles entre les cellules A et B est présenté sur la figure 6.8 sous la forme de spectres en énergie. De nombreux événements correspondant à des muons cosmiques dans la cellule A sont en coïncidence avec des événements de la cellule B. Dans la cellule A, on observe une distribution caractéristique des muons présentant un pic à 65 keV. La cellule B présente également dans son spectre une composante correspondant à l'interaction des muons avec un pic à 65 keV. Une composante à plus basse énergie est également observée.

Ces deux catégories de coïncidence doivent être distinguées. Une partie de la composante à plus basse énergie est effectivement composée de muons qui ont induits de faibles dépôts d'énergie dus à des traces périphériques dans la cellule. Cependant, des événements correspondent vraisemblablement à des électrons provenant de la source. Cette analyse de coïncidence est perturbée par le grand nombre d'événements présents dans la cellule B, qui implique qu'une partie des événements de cette cellule B ne



**FIG. 6.8** – Spectres en énergies des événements en coïncidence dans les cellules A et B pour  $S/B \geq 5$ . Les muons cosmiques donnent des "vraies" coïncidences dans les deux cellules.

correspond pas à des muons mais à des électrons émis par la source de  $^{57}\text{Co}$ . Les contributions dues aux électrons sont visibles dans le spectre de la cellule B. On observe clairement un pic entre 10 et 20 keV. Les maxima des distributions dans les deux cellules correspondant aux muons cosmiques se superposent autour de 65 keV. Ceci est expliqué par la dépendance azimuthale en  $\cos^2\theta$  du flux de muons qui implique un maximum de coïncidence pour les muons verticaux.

#### 6.4.2 Réjection des événements par corrélation temporelle entre les cellules

La méthode de coïncidence entre les cellules A et B peut ainsi être utilisée pour discriminer les événements constituant le bruit de fond. Sur la figure 6.7, des événements sont détectés dans la plage en énergie [1, 6] keV qui constitue la région d'intérêt pour la recherche de matière sombre non-baryonique

avec l' $^3\text{He}$ . L'étude de la possibilité de discriminer des événements par la corrélation entre les cellules dans cette plage en énergie est essentielle.

Dans le spectre en énergie de la cellule A présenté sur la figure 6.7, on peut calculer le nombre d'événements dans la plage en énergie  $[1, 6]$  keV. 7 sont détectés à  $S/B \geq 5$ . Pour tenter de rejeter ces événements, on utilise la coïncidence temporelle avec la cellule B. Pour chaque événement de la cellule A dans la plage  $[1, 6]$  keV, on recherche les événements qui ont interagi dans la cellule B dans une plage différant d'au maximum 35 canaux. Cette corrélation en temps montre que 5 d'entre eux ont aussi interagi dans cette cellule B. Ils peuvent donc être discriminés car ils ont interagi dans au moins deux cellules. L'efficacité de ce critère pour discriminer les événements constituant le bruit de fond est ainsi démontrée. Seulement 2 événements subsistent après utilisation de la coïncidence entre les cellules. Ils constituent le bruit de fond pour cette configuration de détecteur. Ces événements proviennent vraisemblablement de muons traversant la cellule A avec des traces périphériques. Une meilleure discrimination du bruit de fond serait atteinte en utilisant un détecteur comprenant un plus grand nombre de cellules de plus grandes tailles.

## 6.5 Conclusions sur le projet MACHe3

### 6.5.1 Résultats décisifs sur le prototype multicellulaire

Les résultats sur le prototype multicellulaire ont permis d'atteindre les objectifs fixés :

1. La détection d'événements dans l' $^3\text{He}$  dans la plage en énergie du keV a été mise en évidence.  
L'insertion d'une source de  $^{57}\text{Co}$  de faible activité ( $\sim 0.03\text{-}0.05\text{Bq}$ ) a montré la possibilité de détecter des électrons de basses énergies. Les raies des électrons de conversion de la couche K à 7,3 keV et de la couche L à 13,6 keV provenant de la transition nucléaire à 14,4 keV ont été détectés.
2. La discrimination des événements du bruit de fond par utilisation de la coïncidence entre les cellules a été démontrée.  
La géométrie du prototype multicellulaire a permis d'obtenir des événements en coïncidence en temps. L'analyse des spectres a montré que la corrélation en temps entre les cellules permettait de mettre en évidence les événements ayant interagi dans au moins deux cellules.
3. La très faible sensibilité de l' $^3\text{He}$  aux rayons  $\gamma$ .  
Etant donné l'activité  $\gamma$  de la source de  $^{57}\text{Co}$  (122 et 136 keV), les lignes des électrons de basses énergies ont pu néanmoins être mises en évidence. Ceci a illustré la faible section efficace Compton et photoélectrique des rayons  $\gamma$  dans l' $^3\text{He}$ .
4. La transparence de l' $^3\text{He}$  aux rayons X.  
Aucune contribution liée aux photoélectrons provenant de l'interaction des rayons X émis par les parois de cuivre de la cellule dans l' $^3\text{He}$  n'a été détectée.

Le travail réalisé sur le premier détecteur multicellulaire à  $^3\text{He}$  superfluide a permis d'effectuer une caractérisation qualitative de sa résolution à basse énergie. Les difficultés induites par le temps de réponse

du détecteur qui a provoqué un fort empilement des événements, ont rendu délicate la définition de la résolution à basse énergie. En effet, l'activité de la source de  $^{57}\text{Co}$  associée au flux de rayons cosmiques a induit un empilement important dans les cellules. Pour améliorer la caractérisation de ce détecteur, une série de mesures pourrait être effectuée en milieu souterrain, ce qui impliquerait une diminution du bruit de fond ambiant dû à la radioactivité naturelle et au rayonnement cosmique. D'autre part, l'étalonnage de ce détecteur est extrêmement délicat. L'utilisation de la source de  $^{57}\text{Co}$  a montré la possibilité de détecter des raies d'électrons de conversion dans la plage en énergie du keV. Cependant, le grand nombre de raies dans la plage  $[0, 20]$  keV dû aux électrons de conversion des couches K, L et M, et aux électrons Auger, a compliqué la caractérisation de la résolution en énergie de ces raies. Il est important d'avoir à l'esprit qu'un étalonnage à l'aide de sources de photons est inadaptée avec un détecteur à  $^3\text{He}$  étant donnée la très faible section efficace photoélectrique des photons X et  $\gamma$  dans l' $^3\text{He}$ . Le développement de la source de  $^{57}\text{Co}$  a donc été un point clé. De plus, la plage en énergie à étalonner étant du keV, ceci implique que les sources soient placées à l'intérieur des cellules bolométriques. D'autre part, un étalonnage pour les reculs nucléaires serait nécessaire dans la plage en énergie du keV. Ceci impliquerait de pouvoir introduire une source de noyaux d' $^3\text{He}$  à l'intérieur des cellules.

Une mesure de la scintillation produite par les électrons et les  $^3\text{He}$  dans la plage en énergie du keV serait à effectuer. Ceci pourrait, par exemple, être réalisé par l'intermédiaire de SQUID localisé autour des cellules, qui permettraient d'avoir accès à l'augmentation de température des parois de cuivre. En effet, la production de photons UV étant différente dans le cas d'électrons et de noyaux d' $^3\text{He}$  de même énergie, la mesure de la variation de la température des parois de cuivre due à l'absorption des photons UV, permettrait de discriminer ces deux types d'événements.

### 6.5.2 Insuffisances de MACHe3

Le premier prototype multicellulaire de MACHe3 a permis de valider les propriétés privilégiées de l' $^3\text{He}$ . Néanmoins, le projet MACHe3 souffre d'insuffisances intrinsèques listées ci-après :

1. L'absence de discrimination entre les reculs nucléaire et électronique.

Le seul signal obtenu est de type bolométrique. Il permet d'avoir accès à l'énergie déposée dans la cellule quelque soit le type d'événement. MACHe3 est dans l'impossibilité de déterminer la nature de l'événement de recul lié au dépôt d'énergie. Il ne peut séparer un recul électronique provenant de l'interaction d'un rayon  $\gamma$  de la radioactivité naturelle d'un recul nucléaire induit par l'interaction d'un neutron ou d'un WIMP.

2. Le seuil en énergie de l'ordre du keV est fortement lié à la taille de la cellule bolométrique utilisée. L'énergie contenue dans la cellule augmente d'autant plus avec la taille des cellules. Ceci implique que la ligne de base est à une largeur en fréquence plus importante, ce qui conduit inévitablement à une perte de sensibilité pour les basses énergies. D'autre part, l'augmentation de la taille des cellules conduirait inévitablement à celle du taux d'événement dans la cellule et donc à l'empilement.

3. Une cryogénie lourde.

L'utilisation d'un détecteur à  $^3\text{He}$  superfluide dans cette gamme de température ( $\sim 100 \mu\text{K}$ ) pour un prototype de masse de  $\sim 1 \text{ kg}$ , est un réel défi technologique.

4. Le temps mort important lié à la technique de détection des dépôts d'énergie.

L'utilisation de l'atténuation de la résonance de fils vibrants pour mesurer les dépôts d'énergie induit des temps morts importants, de l'ordre de 3 s pour la configuration du prototype utilisé ici. Ceci implique un taux d'empilement important.

Quelques propriétés privilégiées du noyau d' $^3\text{He}$  pour la détection de matière sombre non-baryonique ont été mises en relief dans ce chapitre. Un détecteur compétitif doit cependant permettre la discrimination entre les reculs nucléaires et les reculs électroniques. L'objet du chapitre suivant est de montrer qu'un détecteur à  $^3\text{He}$  gazeux comme MIMAC-He3, ayant accès à l'énergie d'ionisation et à la projection de traces des événements de recul à l'aide d'anodes pixellisées, permet d'obtenir la discrimination recul électronique/recul nucléaire qui est cruciale pour la détection de matière sombre non-baryonique.

## **Troisième partie**

# **Le projet MIMAC-He3**



## Chapitre 7

# Introduction au projet MIMAC-He3

### Sommaire

6.1	Détection des neutrons . . . . .	122
6.2	Détection des muons cosmiques . . . . .	123
6.3	Détection des électrons de basse énergie de la source de $^{57}\text{Co}$ . . . . .	128
6.4	Coïncidences entre les cellules . . . . .	134
6.5	Conclusions sur le projet MACHe3 . . . . .	136

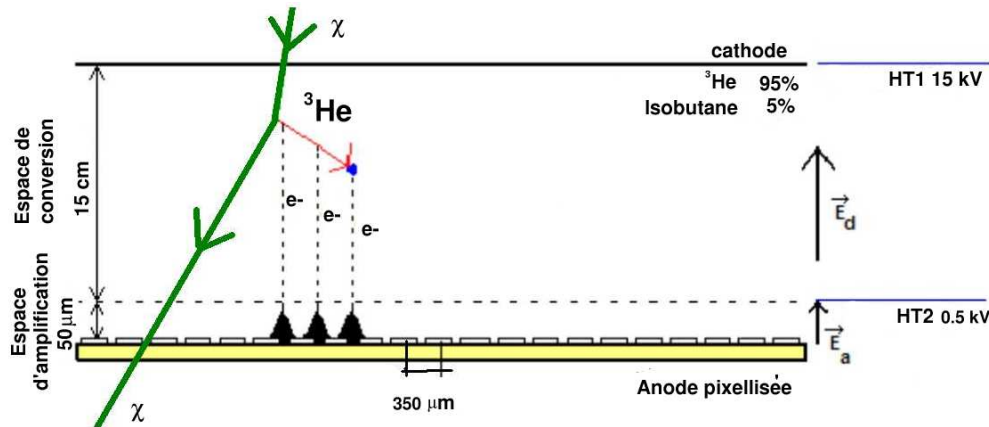
Grâce aux résultats expérimentaux encourageants permettant de valider certaines propriétés privilégiées de l' $^3\text{He}$  pour la recherche de matière sombre non-baryonique, le projet MIMAC-He3, une MATrice de MIcro-tpc à Helium 3, a été proposé comme évolution à MACHe3, dans le cadre d'une collaboration entre le LPSC, l'ILL, le CEA-Saclay et le PCC, pour permettre la discrimination entre les reculs nucléaires et électroniques. Le détecteur consistera en un grand nombre de chambres à ionisation type micromegas (ou GEM) remplies d' $^3\text{He}$  gazeux à température ambiante. Chaque module élémentaire contient une anode pixellisée permettant une projection des traces des événements de recul (électron/ $^3\text{He}$ ). Dans une première partie, les principales caractéristiques d'une chambre à ionisation à  $^3\text{He}$  gazeux seront présentées ainsi qu'une estimation de ses performances réalisée à l'aide du programme de simulation Garfield [147]. La deuxième partie est consacrée aux atouts d'une micro-TPC pour la recherche de matière sombre non-baryonique. Dans la troisième partie, le principe de discrimination des reculs électroniques par rapport aux reculs nucléaires utilisé par MIMAC-He3 basé sur la mesure de l'énergie d'ionisation associée à la projection de la trace et au temps de collection de charges, est exposé.



## 7.1 La chambre à ionisation à $^3\text{He}$ , module élémentaire de MIMAC-He3

### 7.1.1 Dispositif expérimental

Un module élémentaire de MIMAC-He3 consiste en une chambre à ionisation (micromegas ou GEM) remplie d' $^3\text{He}$  gazeux à température ambiante. La figure 7.1 présente une vue schématique d'un module typique de MIMAC-He3. Lorsqu'un neutralino  $\tilde{\chi}$  interagit dans la chambre, il induit un recul nucléaire d'énergie maximale totale de  $\sim 6$  keV. Ce dernier dépose son énergie en créant des paires  $e^-$ /ion. Les électrons dérivent vers la grille ou GEM<sup>1</sup> sous l'influence du champ électrique. Celle-ci est constituée par une chambre à deux étages parallèles. Un espace de conversion de 15 cm est défini entre la cathode et la grille où règne un champ électrique uniforme de  $\sim 1$  kV/cm. Un espace de  $\sim 100$   $\mu\text{m}$  entre la grille et l'anode baignant dans un champ électrique de  $\sim 100$  kV/cm permet l'amplification des charges par un processus d'avalanche. Les électrons d'ionisation libérés par la particule ionisante sont dérivés et collectés sur la grille. Ils sont alors amplifiés entre la grille et l'anode de lecture. Les signaux induits sont donc collectés dans le plan de l'anode. Celle-ci est pixellisée avec un pas de l'ordre de 350  $\mu\text{m}$  pour permettre une projection bidimensionnelle de la trace de l'événement de recul.



**FIG. 7.1** – Vue schématique d'un module élémentaire de MIMAC-He3. Il s'agit d'une chambre à ionisation remplie d' $^3\text{He}$  gazeux à température ambiante. Les espaces de dérive et d'avalanche sont séparés par la grille (pointillés). L'anode pixellisée permet d'obtenir une projection 2D des événements de recul.

### 7.1.2 Le mélange gazeux

Le mélange typique utilisé pour les simulations Garfield permettant d'estimer les performances de la chambre à ionisation (cf. 7.1.6), est de 95% d' $^3\text{He}$  et 5% de  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (isobutane) pour des pressions

<sup>1</sup>Gaz Electron Multiplier. Il s'agit d'une feuille composée de deux couches métalliques entre lesquelles se trouvent une feuille de kapton percée de trous de forme coniques régulièrement espacés, dans laquelle les électrons sont amplifiés par un processus d'avalanche. Cette technique alternative à une micromegas ne sera pas évoquée dans ce chapitre.

typiques de 1 à 3 bar. L'ajout d'isobutane dont le potentiel d'ionisation est de 28 eV, permet d'augmenter le pouvoir ionisant du mélange gazeux. L'isobutane joue également un rôle essentiel lors de l'amplification des charges. Les nombreuses collisions des électrons sur les atomes du mélange gazeux excitent ces derniers. Ils retournent à leur état fondamental en émettant un photon généralement dans l'UV ou le visible. Ces photons peuvent à leur tour créer une avalanche en ionisant un atome dans un endroit éloigné de l'avalanche initiale. Pour éviter que toute la chambre s'allume, on utilise un gaz "extincteur" ou "quencher" qui est un gaz polyatomique, l'isobutane par exemple, permettant d'absorber les photons dans des modes vibrationnel ou rotationnel, ce qui permet ainsi d'éviter d'autres ionisations délocalisées.

### 7.1.3 La zone de dérive

Les paires électron-ion sont essentiellement créées dans l'espace de dérive par le recul des particules secondaires (électron ou  $^3\text{He}$ ). L'énergie moyenne de production d'une paire électron-ion dans l' $^3\text{He}$  est de 41 eV, ce qui entraîne la création de  $\sim 25$  paires par keV. Dans le cas de la chambre à ionisation étudiée ici, les vitesses de dérive des électrons vont permettre d'avoir accès au temps de collection des charges. La vitesse de dérive moyenne est donnée par :

$$v = \frac{qE}{m_e} \langle \tau \rangle, \quad (7.1)$$

où  $E$  est le champ électrique,  $m_e$  et  $q$  la masse et la charge de l'électron et  $\langle \tau \rangle$  est le temps moyen entre deux collisions. Ce dernier est inversement proportionnel à la pression du gaz. Lors de la dérive, les électrons subissent une diffusion transversale, c'est-à-dire qu'un nuage d'électrons ponctuel aura une certaine largeur à l'arrivée sur l'anode. La diffusion transverse des électrons peut être calculée par :

$$\sigma = \sqrt{2D \frac{x}{v}}, \quad (7.2)$$

avec  $x$  la hauteur de dérive et  $D$  le coefficient de diffusion caractéristique du gaz et des conditions de température et de pression. A partir d'arguments classiques, le coefficient de diffusion est donné par la relation de Nernst-Einstein :

$$D = \mu \frac{kT}{q} \quad (7.3)$$

avec la mobilité  $\mu = vP/E$ ,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température. En substituant l'expression de  $v$  donnée par l'équation 7.1, on obtient :  $D = PkT \langle \tau \rangle / m_e$ . Cette diffusion conduit à une dégradation de la résolution spatiale pour la reconstruction des traces. Ces deux paramètres, vitesse et diffusion, dépendent de la nature du gaz ainsi que sa pression et de sa température.

### 7.1.4 La zone d'avalanche

La zone d'avalanche est un espace d'amplification des charges où règne un champ électrique intense de l'ordre de plusieurs dizaines de kV/cm entre la grille et le plan des pistes séparés de  $\mathcal{O}(10) \mu\text{m}$ . Les électrons provenant de la zone de dérive acquièrent suffisamment d'énergie sous l'action du champ

électrique pour ioniser les atomes du gaz. Les électrons produits par cette ionisation sont à leur tour accélérés et entraînent la formation de nouvelles paires électron-ion. Ce processus conduit à un phénomène d'avalanche qui permet d'augmenter le nombre d'électrons obtenu sur l'anode. Ceci implique une amplification des signaux de la zone de dérive proportionnellement au dépôt d'énergie.

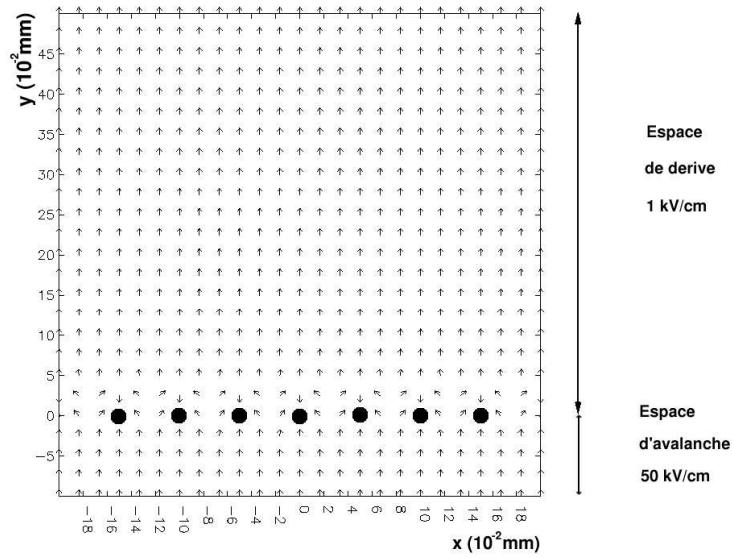
La vitesse de dérive des électrons étant plus importante que celle des ions, l'avalanche se présente comme une "goutte d'eau" avec tous les électrons devant et une queue ionique plus lente ne générant pas de nouvelle charge. Les ions limitent en rapidité le détecteur car ils déterminent le temps d'évacuation d'un événement. Les zones d'amplification sont typiquement de 50 à 100  $\mu\text{m}$  permettant de collecter ainsi rapidement les ions. Ceci permet d'opérer à des fréquences de l'ordre de 50 MHz.

### 7.1.5 Le principe de Micromegas

L'intérêt du dispositif Micromegas (*Micromesh Gaseous Structure*) réside dans la séparation de la zone de dérive, appelée aussi zone d'ionisation, c'est-à-dire la région où interagissent les particules incidentes, avec celle de l'amplification. Ces deux étages sont séparés par une grille qui consiste en une feuille conductrice percée de trous carrés de  $\mathcal{O}(10)$   $\mu\text{m}$  de côté avec un pas de 50  $\mu\text{m}$ , ce qui assure le passage des électrons d'ionisation [148]. Cette grille en nickel est transparente aux électrons. Les électrons produits lors de l'ionisation dans l'espace de dérive doivent traverser la grille sans être arrêtés afin d'optimiser l'efficacité de détection. D'autre part, les ions produits par le processus d'avalanche ne doivent pas remonter dans la zone de dérive et donc être arrêtés par la grille pour assurer une collection rapide des ions. Une grande différence de champ électrique entre les zones de dérive et d'amplification permet d'obtenir une transmission voisine de 100% pour les électrons créés dans la zone de dérive et seulement de quelques pourcents pour les ions créés dans la zone d'amplification [148]. Dès que le champ d'amplification est  $\sim 20$  fois supérieur au champ de dérive, les lignes de champ issues de l'électrode de dérive passent dans les trous de la grille et arrivent sur le plan des pistes de lecture, et les lignes de champ issues du plan des pistes finissent sur la grille. Ceci est illustré sur la figure 7.2 qui présente la topologie des lignes de champ obtenue avec le programme Garfield [147] au voisinage de la grille symbolisée par les plots. Les lignes de champ provenant de la zone de dérive vont s'engouffrer dans les mailles de la grille alors que celles issues de l'espace d'avalanche se recroquevillent sur les plots. Ceci permet de recueillir une grande proportion des ions créés dans cette région.

### 7.1.6 Le programme Garfield

Garfield est un programme public développé au CERN [147]. Il s'agit d'un programme dédié à la simulation des chambres à dérive bidimensionnelles. Une interface avec le programme Magboltz [149] permet de calculer les vitesses de dérive et les coefficients transversaux de diffusion des électrons pour de nombreux mélanges de gaz. Celles-ci ont été calculées dans un mélange 95%  $^3\text{He}$  - 5% Isobutane à différentes pressions pour un champ électrique ( $E$ ) de 1 kV/cm et sont présentées dans le tableau 7.1. Elles diminuent d'autant plus que la pression ( $p$ ) du gaz augmente. En effet, la diffusion des électrons



**FIG. 7.2** – Lignes de champ à proximité de la grille pour un champ de dérive de 1 kV/cm et un champ d'amplification de 50 kV/cm. L'espacement entre les plots (●) est de 50  $\mu\text{m}$ . La différence entre les champs électriques des zones de dérive et d'avalanche permet d'obtenir une transmission des électrons de l'ordre de 100% [148].

est d'autant plus ralentie lorsque la densité des noyaux est importante, la vitesse de dérive étant proportionnelle à  $E/p$ . La distribution de charges après avoir diffusé un temps  $t$  est une gaussienne de variance

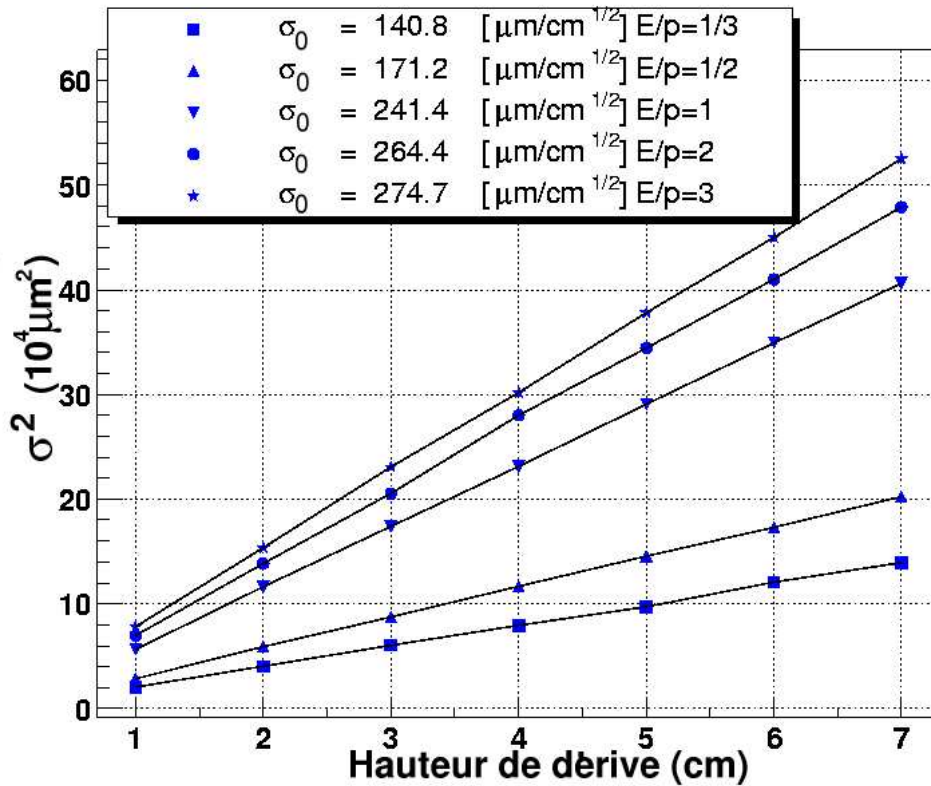
Pression	1 bar	2 bar	3 bar
Vitesses de dérive	26,0 $\mu\text{m/ns}$	18,0 $\mu\text{m/ns}$	14,2 $\mu\text{m/ns}$

**TAB. 7.1** – Vitesses de dérive en fonction de la pression pour un mélange  $^3\text{He}$  95% - Isobutane 5% pour un champ électrique  $E$  de 1 kV/cm.

$\sigma^2 = 2Dt$  où  $D$  est le coefficient de diffusion. Ces conditions fixées, la vitesse de dérive étant constante, la variance  $\sigma$  de la diffusion peut s'écrire :

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{L(\text{cm})} \quad (7.4)$$

où  $L$ , exprimée en cm, est la distance de dérive à la grille définie comme la distance entre le lieu d'interaction et le lieu de détection. Une simulation avec Garfield a été réalisée reproduisant une chambre à ionisation remplie d'un mélange d' $^3\text{He}$  gazeux à température ambiante dans différentes conditions de



**FIG. 7.3** – Carré du coefficient de diffusion latérale  $\sigma^2$  ( $\mu\text{m}^2$ ), en fonction de la hauteur de dérive (cm) pour différentes valeurs du rapport champ électrique  $E$  (kV/cm) sur pression  $p$  (bar).

pression  $p$  et de champ électrique  $E$ . La figure 7.3 montre l'évolution du carré de la diffusion des électrons en fonction de la hauteur de dérive pour différentes valeurs de la grandeur  $E/p$  obtenue pour des champs électriques  $E$  de 1 à 3 kV/cm et des pressions  $p$  de 1 à 3 bar. On constate que la diffusion transverse des électrons varie comme la racine de la distance de dérive en cm. Ceci aura des conséquences sur l'efficacité de discrimination par projection bidimensionnelle entre un recul nucléaire et un recul électronique.

### 7.1.7 L'anode pixellisée

Le développement d'une anode pixellisée est un point crucial pour la discrimination des événements par projection de leur trace. Avec un pas de  $\sim 350 \mu\text{m}$ , l'impact de chaque électron d'ionisation sur un pixel peut permettre une reconstruction bidimensionnelle de la trace. L'énergie moyenne de liaison pour l' $^3\text{He}$  est de 41 eV pour chaque paire électron-ion. Pour des électrons libérant 4 keV dans la voie ionisation à 3 bar avec des traces parallèles au plan de l'anode,  $\sim 100$  paires seront distribuées le long d'une trace de 1 mm. Pour ce type de chambre, le gain dans l'espace d'avalanche peut varier entre 3000

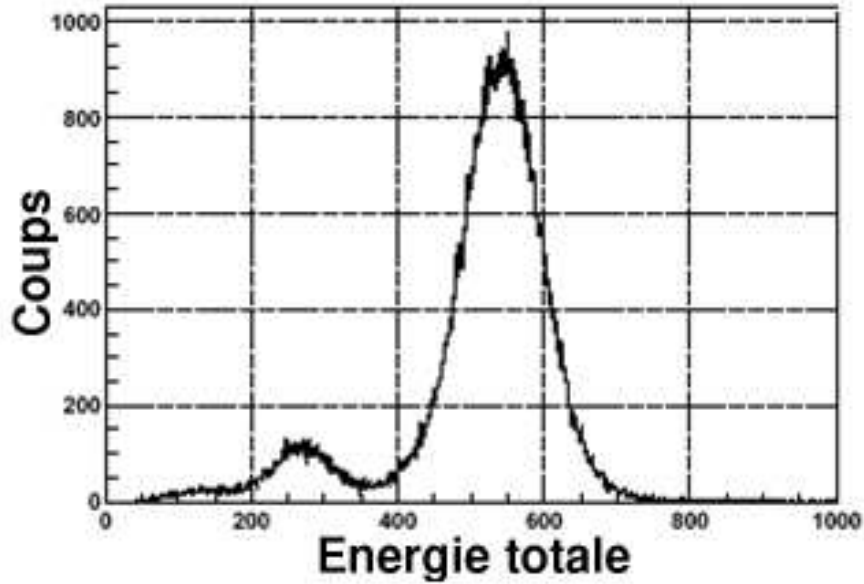
et 10000. Pour un gain de 3000,  $3 \times 10^5$  électrons seront obtenus sur l'anode. En supposant le dépôt uniforme le long de la trace, on collecte de l'ordre de 4000 électrons par pixels.

## 7.2 Atouts d'une "micro-tpc" pour la recherche de matière sombre non-baryonique

Développées initialement pour la physique des hautes énergies, les "micro-tpc" présentent une combinaison de propriétés privilégiées pour la recherche de matière sombre non-baryonique. Celles-ci sont détaillées ci-dessous :

1. Leur excellente résolution spatiale, de  $\sigma_0 \sim 100 \mu\text{m}$  (rms) pour  $E/p = 1/3$ , permet d'envisager une identification précise des particules, basée sur des considérations de parcours en fonction de l'énergie d'ionisation.
2. La résolution temporelle implique qu'une troisième dimension peut être reconstruite à partir de mesures temporelles permettant une reconstruction tridimensionnelle de la trace des événements de recul. Une électronique permettant une lecture toutes les 20 ns permet d'obtenir la reconstruction des traces.
3. Un seuil en énergie inférieur à 1 keV. Une résolution de 16% (FWHM) à 5,9 keV [150] avec un seuil en énergie de 0,6 keV a été obtenue (cf. figure 7.4) indiquant des perspectives très encourageantes pour la discrimination en dessous du keV.
4. Des gains de l'ordre de  $10^5$ - $10^6$  permettant de détecter un seul électron avec une efficacité proche de 100% [151, 152]. Ceci implique des seuils en énergie effectifs proche de l'énergie d'ionisation des gaz, de quelques dizaines d'eV.
5. Pour des modes de fonctionnement à basse pression ( $\ll 1$  bar), les signaux enregistrés dans le plan de l'anode avec une pixellisation de  $\lesssim 350 \mu\text{m}$ , permettent d'identifier la courbe de Bragg des particules de reculs donnant ainsi accès à leur direction. Un prototype de "micro-TPC" utilisant du  $\text{CF}_4$  à 1 bar a mis en évidence la détection des courbes de Bragg [153].

La détection directe de matière sombre non-baryonique constitue l'objectif de nombreuses expériences où la diffusion élastique d'un WIMP sur un noyau cible induit des reculs nucléaires dans la plage du keV. Le taux d'événements WIMPs diminue d'autant plus que l'énergie du recul augmente (cf. 3.2.4), impliquant l'obtention de seuils de détection les plus bas possibles. Cette technologie est compatible avec de grands volumes de dérive nécessaires pour la recherche d'événements rares. Une réalisation est le prototype d'HELLAZ [151] dans le cadre de la recherche de neutrinos. Des configurations fournissant les performances décrites pour la recherche de la matière sombre non-baryonique et une masse totale de plusieurs kg dans des volumes de l'ordre du  $\text{m}^3$ , sont réalisables avec une technologie standard. L'utilisation de détecteurs de plusieurs kg associées à des seuils de détection inférieurs au keV est un défi pour les expériences de détection directe de matière sombre non-baryonique. L'avantage d'un détecteur



**FIG. 7.4** – Spectre en énergie mesuré dans un mélange argon (90%) - isobutane (10%) avec un détecteur de type micromégas suite à l'irradiation par une source  $^{55}\text{Fe}$ . Le pic le plus intense est constitué par les rayons X ( $K_\alpha$  et  $K_\beta$ ) de 5.9 et 6.4 keV respectivement. Le pic d'échappement de la couche K dans l'argon à  $\sim 3$  keV est visible. Le seuil en énergie obtenu est de 0.6 keV. Figure extraite de [154].

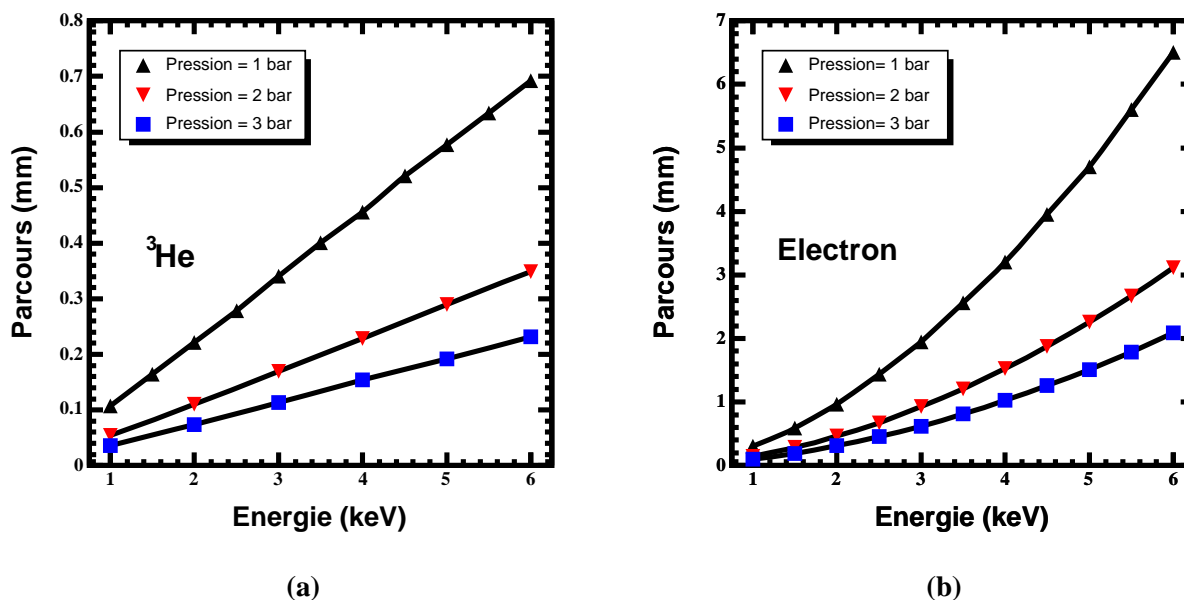
gazeux possédant une résolution de  $\mathcal{O}(100) \mu\text{m}$  est qu'il permet de séparer les reculs nucléaires des reculs électroniques induits par le bruit du fond, par leurs trajectoires plus courtes. Les détecteurs gazeux possédant une grande résolution spatiale pourraient avoir accès à la direction du noyau de recul. Le mouvement du Soleil autour du halo galactique produit une collimation du flux de WIMPs qui engendre une anisotropie dans la direction des reculs nucléaires engendrés. Ceci donne naissance à une signature de WIMPs basée sur la directionnalité.

### 7.3 Double détection : énergie d'ionisation et projection de traces

Dans les expériences de recherche de matière sombre non-baryonique par détection directe effectuant la discrimination événement par événement, la séparation des reculs électroniques par rapport aux reculs nucléaires devient essentielle. Il est donc primordial de montrer que la différenciation peut avoir lieu par la longueur de leur trace en fonction de l'énergie déposée pour être capable de séparer les reculs électroniques induits respectivement par les rayons  $\gamma$ , par rapport aux reculs nucléaires induits par les neutrons et les WIMPs.

### 7.3.1 Parcours des particules secondaires

Le principe de la séparation entre les reculs électronique et nucléaire (définis comme les particules secondaires ci-après) est basé sur la différence de la longueur de traces entre ces deux types d'événements. A énergie donnée, les électrons ont un parcours dans l' $^3\text{He}$  plus grand que les noyaux d' $^3\text{He}$  de même énergie. La figure 7.5 présente les résultats obtenus par des simulations réalisées avec SRIM [155] et Geant4 [139] sur l'évolution des parcours des  $^3\text{He}$  (a) et des électrons (b) en fonction de leur énergie



**FIG. 7.5** – Parcours des noyaux d' $^3\text{He}$  (a) et des électrons (b) obtenus par simulations SRIM [155] et Geant4 [139] en fonction de leur énergie cinétique dans l' $^3\text{He}$  pour des pressions de 1 à 3 bar. Il s'agit ici de la valeur centrale des distributions obtenues. La différence entre les parcours à énergie fixée est d'un ordre de grandeur indépendamment de la pression.

dans l' $^3\text{He}$  gazeux à différentes pressions. Les valeurs données représentent les valeurs centrales des distributions. Les parcours des électrons sont environ un ordre de grandeur supérieur à ceux des noyaux d' $^3\text{He}$  quelles que soient l'énergie fixée des particules secondaires et la pression du gaz. Cette différence est liée aux processus d'interaction des deux types de particules.

Dans le cas de reculs d' $^3\text{He}$  dans la plage en énergie du keV, la perte d'énergie fait intervenir les pouvoirs d'arrêt électroniques et nucléaires. L'effet de ce dernier est négligeable devant le pouvoir d'arrêt électronique à grande énergie mais devient du même ordre de grandeur pour des énergies de l'ordre du keV. Dans Geant4, l'implémentation du pouvoir d'arrêt nucléaire effectuée dans la classe G4hLowEnergyIonisation, est réalisée par la formule dérivée par G. Molière dans le cadre du potentiel de Thomas-Fermi [156]. Les résultats expérimentaux semblent indiquer un désaccord important avec les



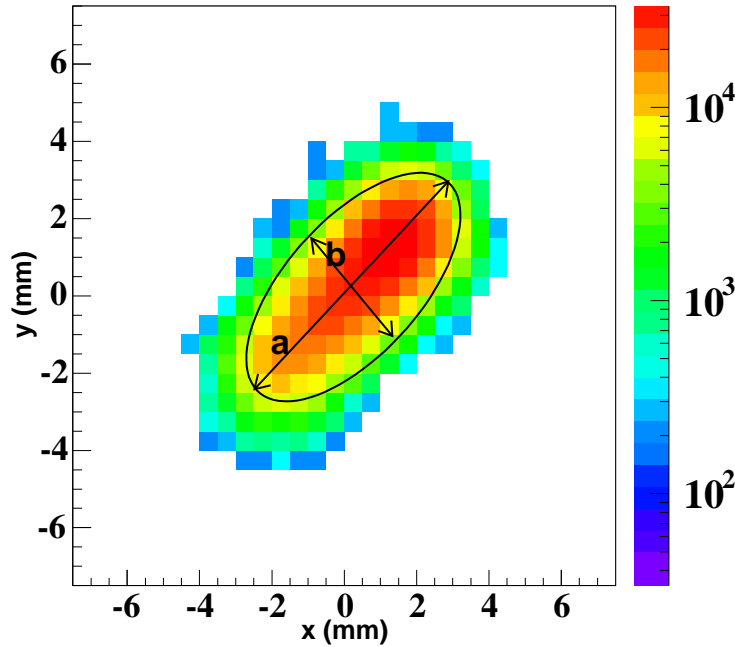
prédictions utilisant le potentiel de Thomas-Fermi [157]. La paramétrisation utilisée dans Geant4 se dégrade à basse énergie où la contribution du pouvoir d'arrêt nucléaire devient importante. Dans la plage en énergie du keV, celle-ci surestime le pouvoir d'arrêt nucléaire ce qui conduit à une sous-estimation des parcours des  $^3\text{He}$  de l'ordre d'un facteur 2 dans la version Geant4.6.2.p01 utilisée [158]. Dans le cas de SRIM, le calcul s'effectue à l'aide de la formule de Ziegler-Biersack-Littmark [159]. Le parcours des  $^3\text{He}$  est donc calculé à l'aide de SRIM dont les prédictions sont en meilleur accord avec les résultats expérimentaux.

### 7.3.2 Projection bidimensionnelle des traces des événements de recul dans le plan de l'anode

La projection de la trace de l'événement secondaire (électron ou  $^3\text{He}$ ) est obtenue à partir de la dérive des électrons d'ionisation produits lors de son recul dans l' $^3\text{He}$ . Le recul induit la création de paires électron-ion dont le nombre dépend de l'énergie déposée. Chaque électron produit peut alors dériver vers la grille sous l'influence du champ électrique de 1 kV/cm. La diffusion transversale de la trajectoire de l'électron dépend de la hauteur de dérive. Son évolution est obtenue par simulation à l'aide du programme Garfield (cf. 7.1.6). Elle est prise à  $1\sigma$ . Chaque électron d'ionisation atteignant la grille entre alors dans l'espace d'avalanche. Une tâche est ainsi obtenue dans le plan de l'anode. Celle-ci peut être paramétrée par les grandeurs  $a$  et  $b$  qui correspondent respectivement au grand axe et au petit axe de la forme obtenue. La figure 7.6 présente une projection de la trace induite par un recul électronique dans le plan de l'anode. Elle est caractérisée par une forme allongée sur laquelle sont représentés les axes  $a$  et  $b$  définis à partir des pixels ayant collecté un nombre d'électrons supérieur à 6000.

Une simulation Monte Carlo a été réalisée avec Geant4 [139] et SRIM [155] pour étudier la possibilité de discriminer les reculs nucléaires des reculs électroniques par projection de leurs traces dans le plan de l'anode. Ces deux types de particules ont été générés isotropiquement à différentes hauteurs de l'anode dans la chambre remplie d' $^3\text{He}$  gazeux à différentes pressions. Chaque trace obtenue est projetée sur l'anode comme expliquée précédemment. Le rapport  $a/b$  est alors calculé pour chaque événement. Les histogrammes de ce rapport ont été obtenus pour différentes hauteurs de dérive et énergies de recul à des pressions variant de 1 à 3 bar. La figure 7.7 présente les distributions obtenues pour des  $^3\text{He}$  et des électrons libérant 4,2 keV dans la voie ionisation générés au centre de la chambre ( $L=7.5\text{cm}$ ). Pour les deux types de reculs, la largeur de la distribution se retrécit avec l'augmentation de la pression. La projection orthogonale des traces introduit une asymétrie dans la distribution en  $a/b$ . Étant donné que la dispersion est plus grande dans le cas des électrons, leur distribution est plus large que celles des reculs nucléaires. La valeur du rapport  $a/b$  permet donc de séparer les deux types d'événements. Le nombre d'événements confondus est de 25%. La réjection des reculs électroniques atteint un facteur de l'ordre de 4 quelle que soit la valeur de la pression.

Une "micro-tpc" permet aussi la localisation des événements de surface. Tous les électrons Auger provenant des parois peuvent être signés. Par exemple, ceux dus aux électrons Auger de l'aluminium à 1,5



**FIG. 7.6** – Trace projetée après amplification (gain = 6000) sur le plan de l'anode dans le cas d'un recul électronique. Les pixels sont des carrés de  $500\ \mu\text{m}$  de côté. La forme de la tâche obtenue peut être paramétrée par les deux axes  $a$  et  $b$ . Elle est définie à partir des pixels ayant collecté un nombre d'électrons supérieur à 6000.

keV (couche K) peuvent être discriminés en imposant un volume fiduciel. Les électrons provenant des parois qui impliquent des dépôts de  $\sim 4$  keV dans la voie ionisation ont des parcours inférieurs à  $\sim 3$  mm. En imposant un volume fiduciel à 3 mm des parois, on peut ainsi s'affranchir d'une grande partie des événements induits par les éléments radioactifs présents dans les matériaux constituant les parois de la chambre.

### 7.3.3 Rejection par temps de collection de charges

Le temps de collection de charge permet d'obtenir une réjection des traces des événements électroniques et plus particulièrement de celles qui ne sont pas discriminées par la projection bidimensionnelle correspondant à des trajectoires qui tendent à être perpendiculaires au plan de l'anode. Dans le cadre de la simulation détaillée en 7.3.2, le temps de collection des charges  $\Delta t$ , a été calculé à l'aide des vitesses de dérive reportées dans le tableau 7.1. Ces distributions ont été obtenues pour des énergies incidentes variées de 0,6 à 6 keV et des pressions de 1 à 3 bar. La figure 7.8 présente les résultats obtenus pour des  $^3\text{He}$  et des électrons libérant une énergie de 4,2 keV dans la voie ionisation. Les distributions présentent des caractéristiques similaires à celles observées sur la figure 7.7. L'asymétrie observée dans les distri-

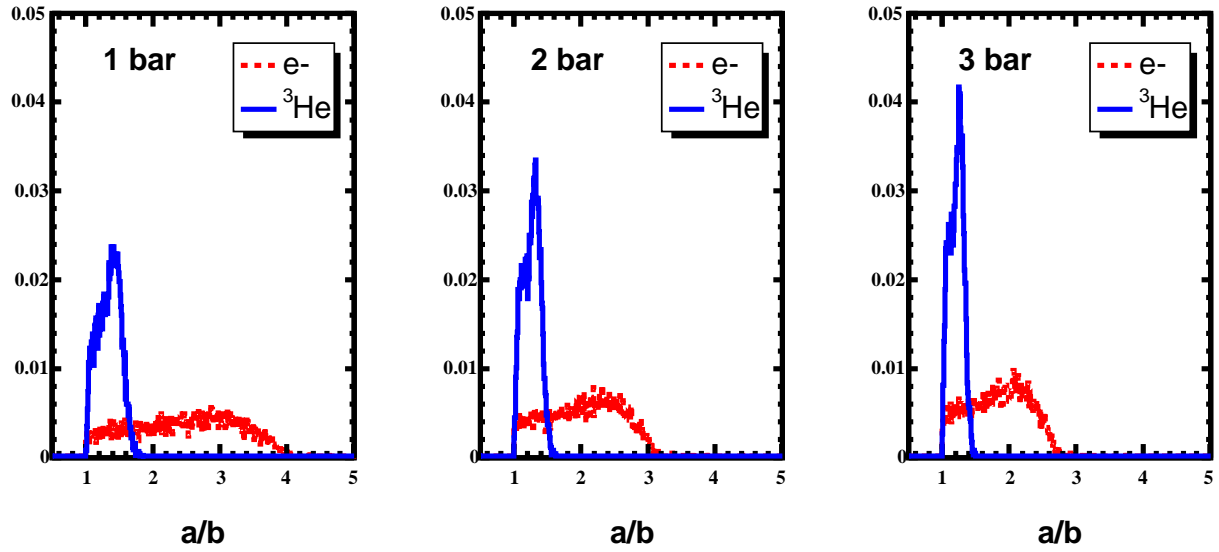


FIG. 7.7 – Distribution normalisée du rapport  $a/b$  pour les  $^3\text{He}$  (trait plein) et les électrons (pointillés) libérant 4,2 keV dans la voie ionisation pour des pressions de 1, 2 et 3 bar.

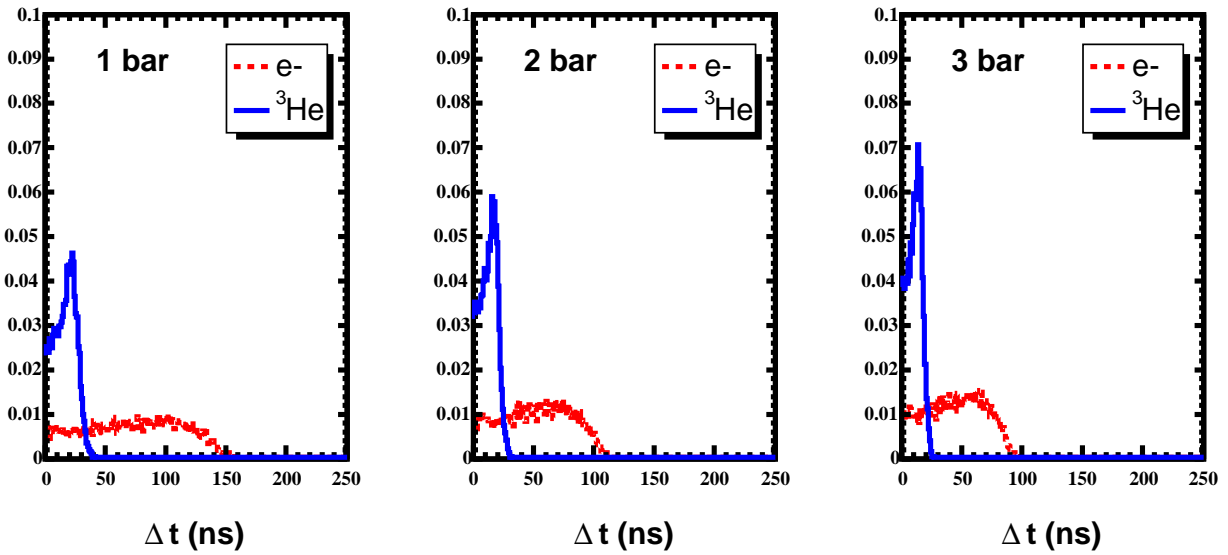


FIG. 7.8 – Distribution normalisée du temps de collection de charges  $\Delta t$  (ns) pour les  $^3\text{He}$  (trait plein) et les électrons (pointillés) libérant 4,2 keV dans la voie ionisation à 7.5 cm de l'anode pour des pressions de 1, 2 et 3 bar.

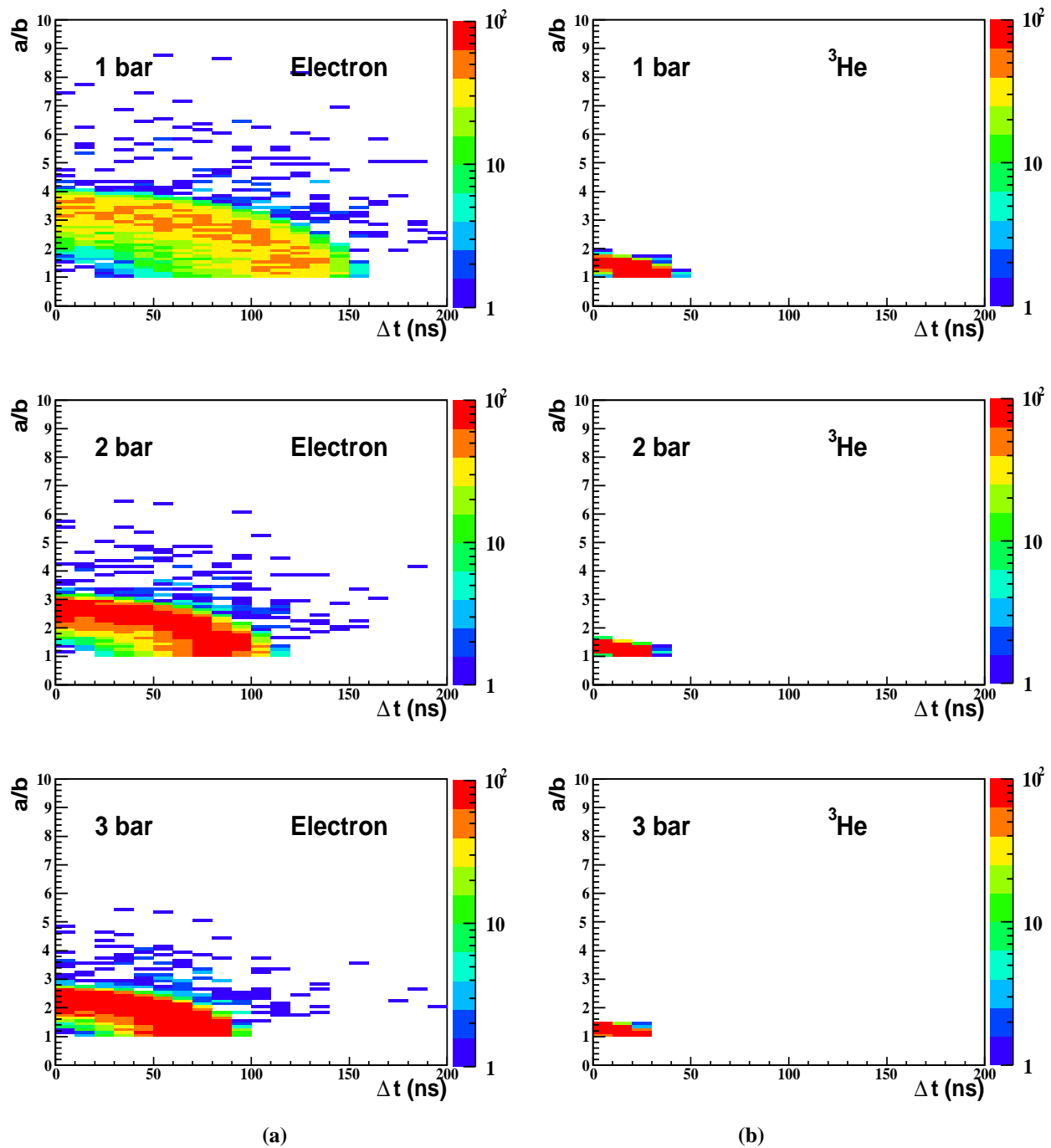
butions provient du fait que la collection des charges a lieu sur le plan de l'anode ce qui introduit un effet de projection. Celles correspondant aux reculs nucléaires sont concentrées dans des temps inférieurs à 50 ns quelle que soit la pression. A 3 bar, l'intégralité des traces d' $^3\text{He}$  est collectée dans un temps inférieur à 40 ns. Avec une électronique de lecture de l'ordre de 50 MHz, le paramètre temps permettra de différencier les reculs électroniques des reculs nucléaires. Leur réjection atteint un facteur 4 indépendamment de la valeur de la pression. Associé à la projection bidimensionnelle de la trace du recul, le temps de collection de charges permet d'améliorer la réjection des reculs électroniques et d'avoir accès à une reconstruction tridimensionnelle de la trace.

### 7.3.4 Discrimination des reculs électroniques par le rapport $a/b$ associé au temps de collection de charges

Les résultats de la simulation expliquée en 7.3.2 sont projetés dans le plan rapport  $a/b$  en fonction du temps de collection de charges  $\Delta t$ . Ces résultats sont présentés dans un histogramme bidimensionnel ( $a/b, \Delta t$ ) sur la figure 7.9. Les distributions obtenues sont normalisées au nombre total d'événements générés. L'échantillonnage choisi est de 20 ns en abscisse et 0.1 en ordonnée, ce qui correspond à des résolutions réalistes. Ces deux paramètres apparaissent comme complémentaires. A une pression de 1 bar, dans le cas des électrons, on observe qu'un grand nombre de traces est caractérisé par un rapport  $a/b$  proche de 1 mais qu'elles correspondent à des temps de collection supérieurs à 60 ns qui correspondent à des traces perpendiculaires au plan de l'anode. Il est important de noter qu'aucun événement nucléaire n'est associé avec un temps de collection de 60 ns. L'évolution avec la pression tend à diminuer les valeurs de ces deux paramètres. A 3 bar, moins de 3,4% des traces électroniques sont caractérisées par  $a/b \leq 1,5$  et  $\Delta t \leq 40$  ns alors que ce jeu de coupures permet de conserver 100% du signal.

### 7.3.5 Efficacité des coupures en $a/b$ et temps de collection de charge

L'efficacité des coupures sur les variables discriminantes,  $a/b$  et  $\Delta t$ , a été calculée pour différentes valeurs de la pression du gaz d' $^3\text{He}$  à partir de la simulation décrite en 7.3.2. L'efficacité est définie comme le nombre d'événements satisfaisant la contrainte, c'est-à-dire ceux caractérisés par une valeur d'un paramètre ( $a/b$  ou  $\Delta t$ ) inférieure à celle de la coupure sur ce paramètre, divisé par le nombre total d'événements. La figure 7.10 présente l'efficacité des deux types de coupure pour des reculs nucléaires (signal) et électroniques (bruit de fond) libérant 4,2 keV dans la voie ionisation. Dans le cas a), pour une pression de 1 bar, les efficacités du signal et du bruit de fond augmentent avec le rapport  $a/b$  et  $\Delta t$ . Cependant, les efficacités concernant le signal augmente plus rapidement. Pour  $a/b \leq 1,6$ , l'efficacité pour le signal est supérieure à 90% alors qu'elle est inférieure à 20% pour le bruit de fond. Pour une valeur de 40 ns pour le temps de collection des charges, on a 100% du signal alors que l'on ne retient que 25% du bruit de fond. Lorsqu'on augmente la pression, cas b) et c), on tend plus rapidement vers une efficacité de 100% pour le signal. A 3 bar, une coupure à  $a/b \geq 1,3$  permet d'avoir  $\sim 80\%$  d'efficacité sur le signal en ne conservant que 15% du bruit de fond. Pour  $\Delta t \geq 40$  ns, l'efficacité sur le signal



**FIG. 7.9** – Distributions des électrons (a) et des  $^3\text{He}$  (b) libérant 4,2 keV dans la voie ionisation dans l' $^3\text{He}$  à des pressions de 1, 2 et 3 bar dans le plan du rapport  $a/b$  en fonction du temps de collection de charges  $\Delta t$  (ns).

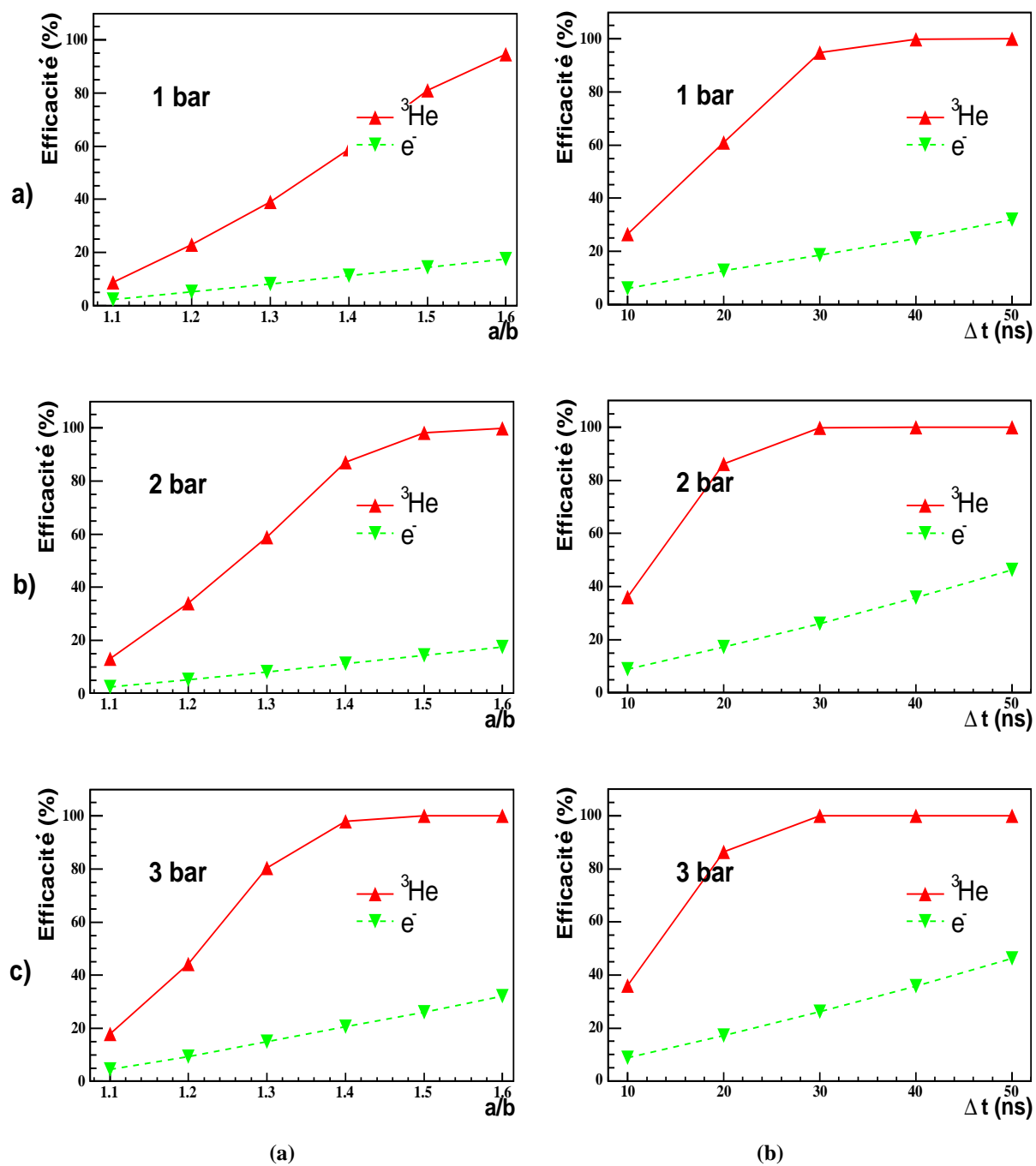


FIG. 7.10 – Efficacité des coupures sur le rapport  $a/b$  et sur le temps de collection de de charges  $\Delta t$  (ns) pour les  $^3\text{He}$  et les électrons libérant 4,2 keV dans la voie ionisation dans  $l^3\text{He}$  à des pressions de 1, 2 et 3 bar.

(resp. le bruit de fond) est de 100% (resp. 35%). Les expériences de recherche de matière sombre non-

Pression	1 bar	2 bar	3 bar
Coupure en $a/b$	1,6	1,5	1,5
Coupure en $\Delta t$ (ns)	50	40	30
Efficacité signal (%)	94.6	98.2	100.0
Efficacité bruit de fond (%)	0,4	1,4	1,5

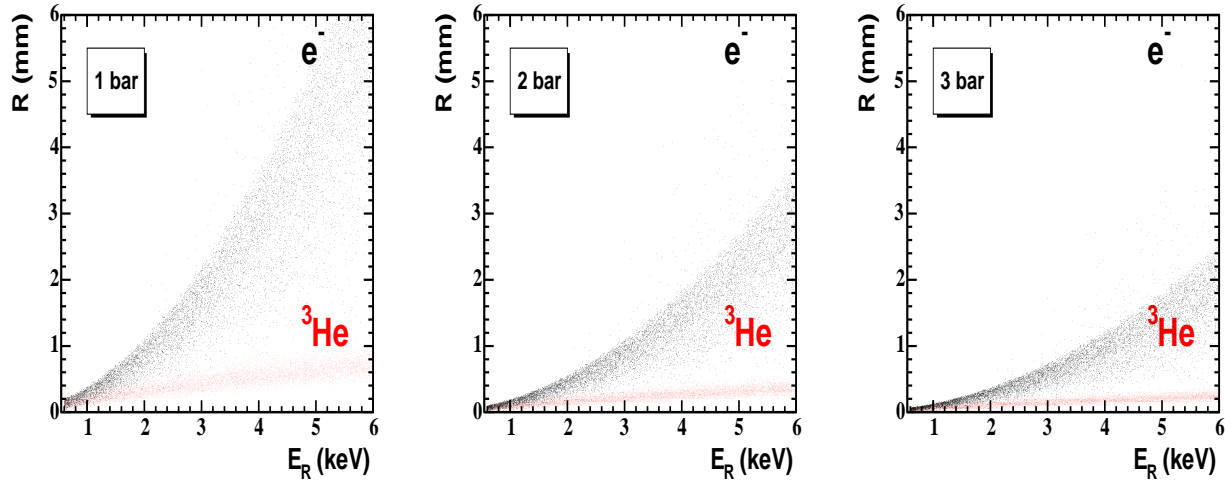
**TAB. 7.2** – Efficacités du signal et du bruit de fond pour différents jeux de coupures adaptés aux conditions de pression du gaz d' $^3\text{He}$ . Les valeurs en  $a/b$  et  $\Delta t$  correspondent aux bornes supérieures utilisées pour les calculs d'efficacité.

baryonique consistent en la détection d'événements rares. De ce fait, les coupures doivent être choisies pour conserver 100% du signal. Le jeu de coupures choisi pour des pressions de 1 à 3 bar est présenté dans le tableau 7.2.

### 7.3.6 Discrimination des événements avec la double détection énergie d'ionisation et trace

Une étude prospective basée sur une simulation Monte Carlo Geant4/SRIM a été réalisée pour illustrer la séparation des événements de reculs électroniques grâce à la double détection de l'énergie déposée dans la voie ionisation et de la reconstruction tridimensionnelle de la trace des particules de recul. Cette simulation n'est pas basée sur les observables  $a/b$  et  $\Delta t$  définis précédemment. Ces dernières associées à la mesure de l'énergie déposée dans la voie ionisation et au nombre de chambres touchées, seront utilisés pour l'étude de la réjection des bruits de fond physiques effectuée dans le chapitre 8. La simulation réalisée dans ce paragraphe ne montre que le potentiel intrinsèque d'un détecteur présentant la double détection : énergie d'ionisation et trace, et n'inclut pas la reconstruction de la trace à partir des observables  $a/b$  et  $\Delta t$ .

Des électrons et des noyaux d' $^3\text{He}$  sont générés isotropiquement avec des énergies tirées aléatoirement entre 0.6 et 6 keV. Le parcours et l'énergie sont alors enregistrés pour chaque événement, ces deux paramètres constituant le couple de variables discriminantes. La figure 7.11 présente les distributions simulées des reculs électroniques (points noirs) et nucléaires (points rouges) dans le plan parcours (en mm) en fonction de l'énergie (en keV) pour des pressions de 1 à 3 bar. Les points caractérisant les électrons sont plus dispersés que ceux des  $^3\text{He}$ . La discrimination entre ces deux types d'événements se détériore avec l'augmentation de la pression et la diminution de l'énergie des particules incidentes.



**FIG. 7.11** – Discrimination des reculs électroniques (points noirs) par rapport aux reculs nucléaires (points rouges) dans le plan parcours (mm) en fonction de l'énergie du recul (keV). Les points sont obtenus par simulation Monte Carlo. La répartition des deux populations montrent le pouvoir de discrimination intrinsèque de la double détection de l'énergie d'ionisation et de la trace.

L'étude menée dans ce chapitre a permis de démontrer la capacité de MIMAC-He3 de discriminer les reculs électroniques par rapport aux reculs nucléaires par la détection conjointe de l'énergie libérée dans la voie ionisation et à la projection bidimensionnelle de leur trace associée au temps de collection de charges. Cette méthode de réjection basée sur la mesure des observables suivantes :

- l'énergie déposée dans la voie ionisation,
- le rapport  $a/b$ ,
- et le temps de collection de charges  $\Delta t$ ,

associée au nombre de modules touchés de MIMAC-He3 va être appliquée dans le chapitre suivant aux événements secondaires (électron/ $^3\text{He}$ ) engendrés par les différents bruits de fond physiques à la détection de matière sombre non-baryonique : les muons cosmiques, les neutrons et les rayons  $\gamma$  provenant de la radioactivité naturelle.





## Chapitre 8

# Simulation du pouvoir de réjection du bruit de fond de MIMAC-He3

### Sommaire

---

7.1	La chambre à ionisation à $^3\text{He}$ , module élémentaire de MIMAC-He3 . . . . .	142
7.2	Atouts d'une "micro-tpc" pour la recherche de matière sombre non-baryonique .	147
7.3	Double détection : énergie d'ionisation et projection de traces . . . . .	148

---

Ce chapitre présente les potentialités du détecteur MIMAC-He3 pour la réjection des bruits de fond physiques par rapport à la détection de matière sombre non-baryonique. La discrimination des événements constituant le bruit de fond est effectuée à l'aide de coupures appliquées sur les observables définies dans le chapitre précédent : nombre de chambres touchées, énergie d'ionisation, rapport  $a/b$  et temps de collection de charges  $\Delta t$ . Après une description de l'environnement de simulation Geant4 utilisé, le pouvoir de réjection du détecteur MIMAC-He3 sera calculé pour les muons, les neutrons et les rayons  $\gamma$ . A l'aide des flux mesurés pour ces particules dans le laboratoire souterrain de Modane (LSM), une estimation du taux de faux événements induits par chacun de ces différents bruits de fond sera effectuée pour le détecteur MIMAC-He3 placé dans ce laboratoire.

## 8.1 Utilisation de l'environnement Geant4 dans le cadre du projet MIMAC-He3

### 8.1.1 Présentation

L'utilisation de simulations Geant4 [139] dans le cadre du projet MIMAC-He3 est légitimée par la fiabilité des algorithmes Monte Carlo en physique des particules. Geant4 est un environnement de

simulation dédié à l'interaction des particules dans la matière. Il permet de simuler la réponse des détecteurs au passage des particules interagissant dans les matériaux. Il fait partie d'une nouvelle génération d'environnements de simulation basée sur un langage de programmation orienté objet, le C++. Outre les avantages reconnus du C++, il permet de satisfaire aux exigences suivantes :

1. lisibilité des codes sources,
2. possibilité d'ajout de modules sans perturber l'architecture de base,
3. amélioration de la description des processus physiques notamment à basses énergies

En dehors des spécificités d'un outil comme Geant4, un effort considérable a été effectué pour les modules de définition de la géométrie des détecteurs, des matériaux utilisés et pour l'écriture des algorithmes de simulation des processus physiques. Une des particularités de la collaboration Geant4 est d'avoir mis l'accent sur le développement d'algorithmes permettant un calcul fiable des sections efficaces et des états finaux de particules pour des interactions électromagnétiques dites de basses énergies. Les seuils "basse énergie" atteignent 250 eV pour les diffusions Compton et Rayleigh, et l'effet photoélectrique et 10 eV pour l'ionisation et le Bremsstrahlung. Il permet de décrire et d'optimiser les détecteurs, de développer et tester les programmes d'analyse, et d'interpréter les données expérimentales. Ses principales applications sont le transport des particules à travers le dispositif expérimental pour la simulation de la réponse du détecteur et la représentation de leur trajectoire.

### 8.1.2 Architecture minimale de simulation

L'environnement Geant4 permet d'accéder à la réponse du détecteur à un générateur de particules en définissant un jeu de modules de base. Le schéma 8.1 illustre l'architecture minimale pour mettre en oeuvre une simulation Geant4. La géométrie du détecteur ainsi que les matériaux qui le composent, les processus physiques utilisés, la cinématique des particules primaires et le calcul des observables nécessaires à l'analyse doivent être décrits sous forme de classes et d'objets. Dans le programme consacré à la construction du détecteur, la possibilité d'imbrication de solides est présente ainsi que l'utilisation de géométries définies par des logiciels de CAO. La définition des matériaux requiert l'utilisation d'éléments définis par leur composition chimique (A, Z, densité). La physique dans Geant4 [139] est basée sur l'ensemble des propriétés des particules figurant dans le PDG [6] et les processus d'interactions électromagnétiques et hadroniques les décrivant.

## 8.2 Simulation de la réponse de MIMAC-He3 aux bruits de fond physiques

### 8.2.1 Dispositif de simulation

Un dispositif de simulation a été développé à l'aide de l'environnement Geant4 pour la définition des performances de MIMAC-He3 en terme de réjection du bruit de fond. Différentes versions de Geant4

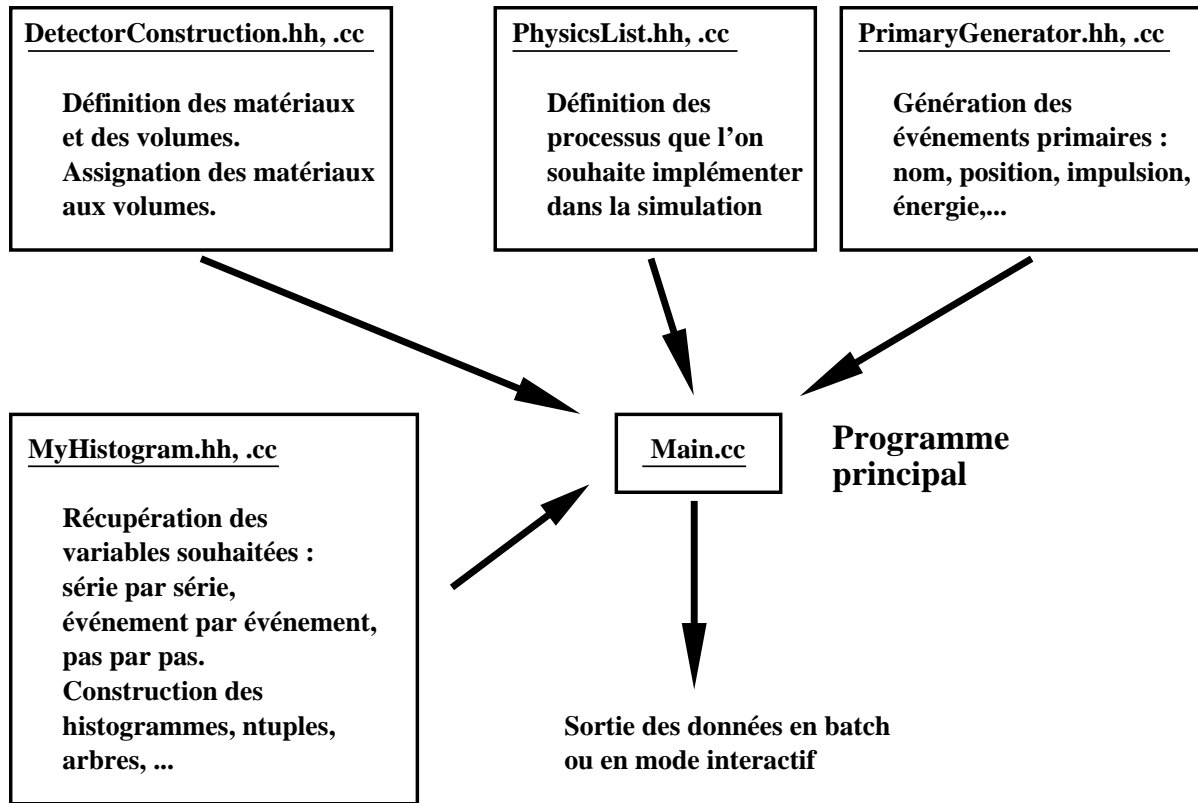
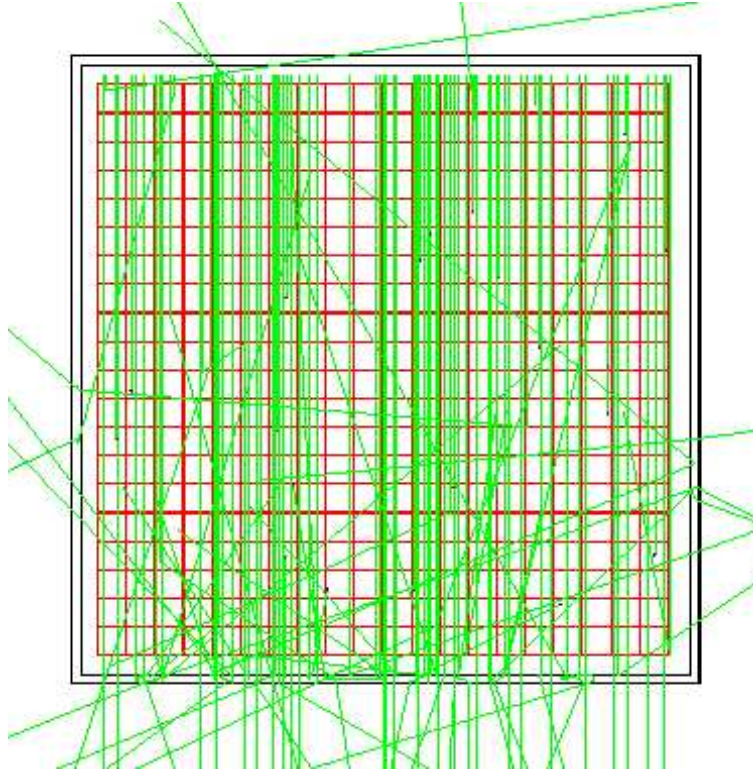


FIG. 8.1 – Configuration minimale de simulation dans l'environnement Geant4.

ont été utilisées en fonction des évolutions apportées à cet environnement. La version utilisée pour cette étude est Geant4.6.2 datant de juillet 2004 à laquelle a été ajoutée le "package 01" [160]. Un ensemble de programmes supplémentaires [161] permettant un traitement adéquat des gerbes électromagnétiques et hadroniques induites par l'interaction de particules de hautes énergies dans les blindages utilisés dans les expériences de détection directe de matière sombre non-baryonique a été ajouté (cf. Chapitre 9). Le dispositif de simulation consiste en une matrice cubique de chambres remplies d' $^3\text{He}$  gazeux à température ambiante à une pression de 3 bar. Chaque étage de cellules est séparé des étages adjacents par une couche de silicium d'épaisseur 1 mm. La matrice est enfermée dans un blindage d'aluminium de 5 cm d'épaisseur. Le détecteur consiste en un ensemble de 8000 chambres de  $3375\text{ cm}^3$  correspondant à un volume total de  $27\text{ m}^3$  et une masse de  $\sim 10\text{ kg}$  d' $^3\text{He}$ . Les particules primaires sont générées aléatoirement selon une direction perpendiculaire à une des faces de la matrice à l'intérieur du blindage d'aluminium. Ceci permet d'avoir accès au pouvoir de réjection intrinsèque de MIMAC-He3. La figure 8.2 présente une vue bidimensionnelle de la matrice. Les événements générés sont des neutrons d'énergie cinétique 8 keV. Parmi ceux qui interagissent, de nombreux neutrons sont capturés directement ou après avoir rebondi sur les parois en aluminium.



**FIG. 8.2** – Vue bidimensionnelle du détecteur simulé. Les événements sont des neutrons de 8 keV générés perpendiculairement à une des face de la matrice remplie d' $^3\text{He}$  gazeux à 3 bar. Ce détecteur composé d'un ensemble de 8000 modules constitue un cube de 3 m de côté.

### 8.2.2 Définitions des coupures et facteurs de réjection

Le signal WIMP recherché est caractérisé par une diffusion élastique sur un noyau d' $^3\text{He}$  dans une seule chambre du détecteur. Il engendre un recul nucléaire qui libère dans la voie ionisation une énergie maximale de 4,2 keV. Cette valeur correspond à l'énergie totale maximale transférée au noyau par le WIMP incident convoluée par le rapport d'ionisation qui est estimé à 70% à 6 keV (cf. section 3.5). Le principe de discrimination des événements est basé sur la mesure de l'énergie déposée, la corrélation entre les cellules et la projection de la trace associée au temps de collection de charges (cf. section 7.3). Le programme développé permet de stocker les informations relatives aux suivis des événements dans le détecteur et de sélectionner les particules primaires incidentes vérifiant les critères suivants :

1. une seule chambre touchée,
2. un dépôt d'énergie compris entre 0,6 et 4,2 keV.

Ceci conduit à la définition de  $N_{\tilde{\chi}_E}$ , le nombre d'événements mimant l'interaction d'un WIMP sur un critère énergétique et de corrélation (nombre de cellules touchées). Avec  $N_{total}$ , le nombre d'événements simulés, on définit alors le paramètre caractérisant le pouvoir de réjection énergétique avec

anti-coïncidence<sup>1</sup> de MIMAC-He3,  $R_E$  par :

$$R_E = \frac{N_{total}}{N_{\tilde{\chi}_E}} \quad (8.1)$$

Les événements secondaires (électron/<sup>3</sup>He) provenant des particules satisfaisant à ce critère sont traités dans un deuxième temps. Leurs traces sont localisées dans la chambre où a eu lieu l'interaction. Les électrons d'ionisation produits lors des reculs de ces événements sont dérivés vers la grille de la chambre touchée. La diffusion transversale est calculée à l'aide de la valeur de  $\sigma_0$  multipliée par la racine carrée de la hauteur de dérive exprimée en cm (cf. 7.1.6). Le temps de dérive est calculé à l'aide des vitesses de dérive obtenues dans le chapitre précédent. A chaque trace sélectionnée correspond une projection dans le plan de l'anode définie par la valeur de son rapport  $a/b$  et un temps de collection des charges  $\Delta t$ . Les valeurs des coupures imposées ne dépendent que très faiblement de l'énergie déposée par la particule secondaire. Des coupures "conservatives" sont utilisées. Elles sont choisies pour conserver 100% des reculs nucléaires à 3 bar. Les événements de recul sélectionnés satisfont aux critères suivants :

1. un rapport  $a/b \leq 1,5$
2. un temps de collection  $\Delta t \leq 40$  ns.

Ces derniers permettent de définir  $N_{\tilde{\chi}_{PT}}$ , le nombre d'événements qui mime un recul nucléaire induit par un WIMP étant donné un dépôt d'énergie dans la plage d'intérêt. Le facteur de réjection par projection de trace et temps de collection des charges  $R_{PT}$ , le critère énergétique étant satisfait, est donné par :

$$R_{PT} = \frac{N_{\tilde{\chi}_E}}{N_{\tilde{\chi}_{PT}}} \quad (8.2)$$

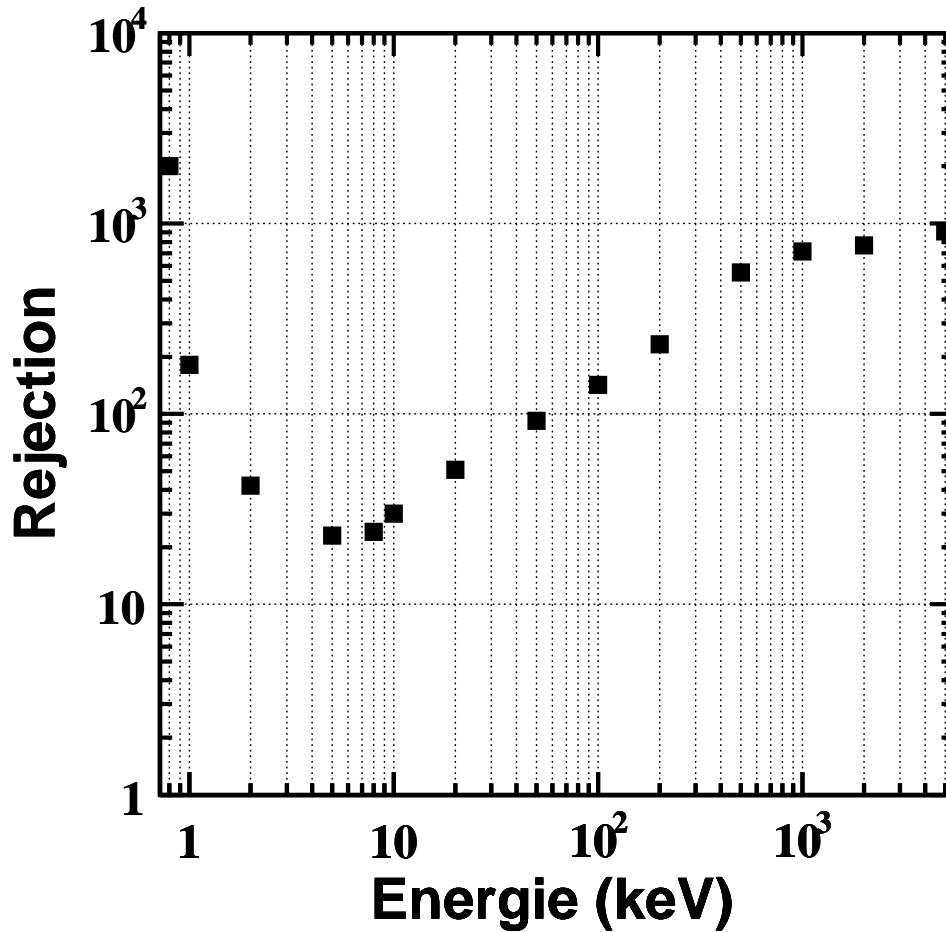
La réjection totale ainsi calculée est différente du produit  $R_E \times R_{PT}$  car elle est obtenue à partir des événements satisfaisant déjà au critère énergétique. Son estimation est cruciale pour déterminer les taux de faux événement induits par les différents bruits de fond physiques. En effet, ces derniers seront obtenus avec l'utilisation conjointe de la réjection totale et de la réjection passive reliée aux différents blindages utilisés (section 8.3).

### 8.2.3 Réjection des neutrons

Un atout majeur de MIMAC-He3 est de pouvoir signer l'interaction du neutron en cas de capture par le noyau d'<sup>3</sup>He et donc de discriminer ces neutrons par le critère énergétique avec anti-coïncidence. Ce dernier permet d'inclure la réjection des neutrons ayant interagi au moins deux fois<sup>2</sup>. Comme détaillé en 3.6.2, le processus de capture neutronique est une réaction exothermique qui libère une énergie totale de 764 keV. Les critères concernant la trace n'ont dans ce cas aucun effet car le neutron simule, en

<sup>1</sup>Par souci de simplicité, le pouvoir de réjection basé sur le nombre de cellules touchées et le dépôt d'énergie est nommé "réjection énergétique avec anti-coïncidence" ci-après.

<sup>2</sup>Le libre parcours moyen d'un neutron de 1 keV dans MIMAC-He3 est de l'ordre du mètre. L'anti-coïncidence entre les chambres n'influe donc que faiblement sur la réjection des neutrons. Il est important de remarquer que la paraffine permet aux neutrons qui diffusent dans ce blindage et reviennent dans le détecteur d'y interagir dans les chambres périphériques.



**FIG. 8.3** – Pouvoir de réjection intrinsèque des neutrons de MIMAC-He3. Pour de neutrons de 1 MeV, la réjection est supérieure à 700, ce qui signifie que 99,86% des neutrons entrant dans le détecteur sont rejetés. Le minimum est obtenu pour des neutrons de 5 keV : 95,6% sont rejetés.

cas de diffusion élastique, exactement le même signal qu'un WIMP. Le nombre de neutrons générés par énergie est de  $2 \times 10^5$ . Le résultat de la simulation est présenté sur la figure 8.3 en terme de réjection en fonction de l'énergie du neutron incident. Les neutrons de 0,8 keV ont un facteur de réjection de  $\sim 2000$  i.e. que plus de 99,95% d'entre eux sont discriminés. Ceci est dû à la section efficace de capture importante ( $\sim 10$  barn) qui domine la section efficace élastique de plus d'un ordre de grandeur. Lorsque l'énergie augmente, la section efficace de capture diminue, ce qui entraîne une dégradation de la réjection. Pour des neutrons  $\sim 10$  keV, les sections efficaces élastique et de capture sont du même ordre de grandeur. La diffusion élastique induit alors des reculs dont l'énergie maximum est dans la plage en énergie d'intérêt. Les neutrons de  $\sim 8$  keV ont une réjection de  $\sim 25$ , ce qui signifie que 96% sont tout de

même rejetés. Lorsque l'énergie des neutrons incidents augmente, la section efficace élastique diminue et l'énergie maximum transférée au noyau augmente. Ceci implique une augmentation de la réjection. Pour des neutrons de 1 MeV, la réjection intrinsèque atteint  $\sim 700$ , ce qui signifie que 99,86% d'entre eux sont rejetés. Au-delà de cette énergie, la réjection devient pratiquement constante due à deux effets antagonistes : la section efficace réaugmente (cf. figure 3.18) mais l'énergie maximum transférée au noyau d' $^3\text{He}$  également, la diffusion élastique des neutrons rapides induisant des reculs nucléaires dont l'énergie est supérieure à l'énergie maximale d'intérêt. A partir de l'évolution du facteur de réjection en fonction de l'énergie des neutrons incidents, nous pourrions évaluer le bruit de fond induit par les neutrons après un blindage de paraffine (cf. 8.3.2).

#### 8.2.4 Réjection des rayons $\gamma$

La réjection des rayons  $\gamma$  a été étudiée en utilisant les critères énergétique avec anti-coïncidence ou/et de projection de traces et temps de collection de charges définis en 8.2.2. Ces derniers sont très efficaces car ils permettent de séparer les reculs électroniques engendrés par diffusion Compton. Les traces des électrons produites ont des parcours bien discriminés de ceux produits par les reculs nucléaires. Dans un premier temps, les événements sélectionnés sont ceux ne touchant qu'une seule chambre caractérisée par un dépôt d'énergie dans la plage  $[0,6, 4.2]$  keV. Ceci permet d'obtenir la réjection dite énergétique avec anti-coïncidence. Ensuite, les coupures,  $a/b \leq 1,5$  et  $\Delta t \leq 40$  ns, sont appliquées sur les événements secondaires induits par les événements sélectionnés, pour obtenir la réjection totale. La figure 8.4 présente le pouvoir de réjection intrinsèque de MIMAC-He3 contre les rayons  $\gamma$  d'énergies entre 8 keV et 5 MeV. Ce dernier est calculé avec une matrice sans blindage interne ou externe afin d'avoir accès à la réjection intrinsèque (active) du détecteur. Les faibles énergies des photons générés permettent d'étudier la réjection des rayons X. L'influence d'un blindage de Plomb sera calculée sur cette plage en énergie lors de l'estimation du bruit de fond induit par les  $\gamma$  de la radioactivité naturelle (cf. 8.3.3).

La réjection des  $\gamma$  s'effectue en deux étapes. Sur la figure 8.4, la réjection basée sur le critère énergétique avec anti-coïncidence  $R_E$ , est présentée ( $\blacktriangle$ ). Pour des énergies inférieures à 10 keV, la réjection est très importante. L'effet photoélectrique devenant largement dominant dans la section efficace totale. Le front Compton se trouve alors à une énergie inférieure à 0,6 keV. Celle-ci se dégrade lorsque l'énergie augmente impliquant une section efficace Compton plus importante. Celle-ci décroît jusqu'à  $\sim 70$  pour les  $\gamma$  de 20 keV, i.e. que 98,57% sont rejetés. Lorsque l'énergie augmente, les électrons Compton produits ont des énergies d'autant plus importantes, ce qui conduit à une augmentation de la réjection. Les  $\gamma$  de 1,4 MeV ont une réjection énergétique de  $\sim 3500$ .

L'adjonction du second critère permet d'améliorer la réjection totale  $R_E \cap R_{PT}$  ( $\blacktriangledown$ ). A 1,4 MeV, on a gain d'un facteur supérieur à 3 impliquant que 99,99% des  $\gamma$  de 1,4 MeV sont ainsi rejetés. La projection de trace associée au temps de collection de charges permet d'améliorer la réjection totale jusqu'à des énergies de l'ordre de 50 keV. En effet pour des énergies inférieures, les électrons produits ont tendance à être moins énergétiques et sont associées à des traces plus courtes.



### 8.3 Estimation des taux de faux événements induits par les différents bruits de fond

#### 8.3.1 Taux induit par les muons cosmiques

La détermination du taux de faux événements induits par les muons est réalisée à l'aide de la réjection active de MIMAC-He3 et du flux de muons. Aucun veto muon n'est utilisé ici. Les flux incidents de muons dans les laboratoires souterrains dépendent de leur profondeur. La figure 8.5 présente les valeurs

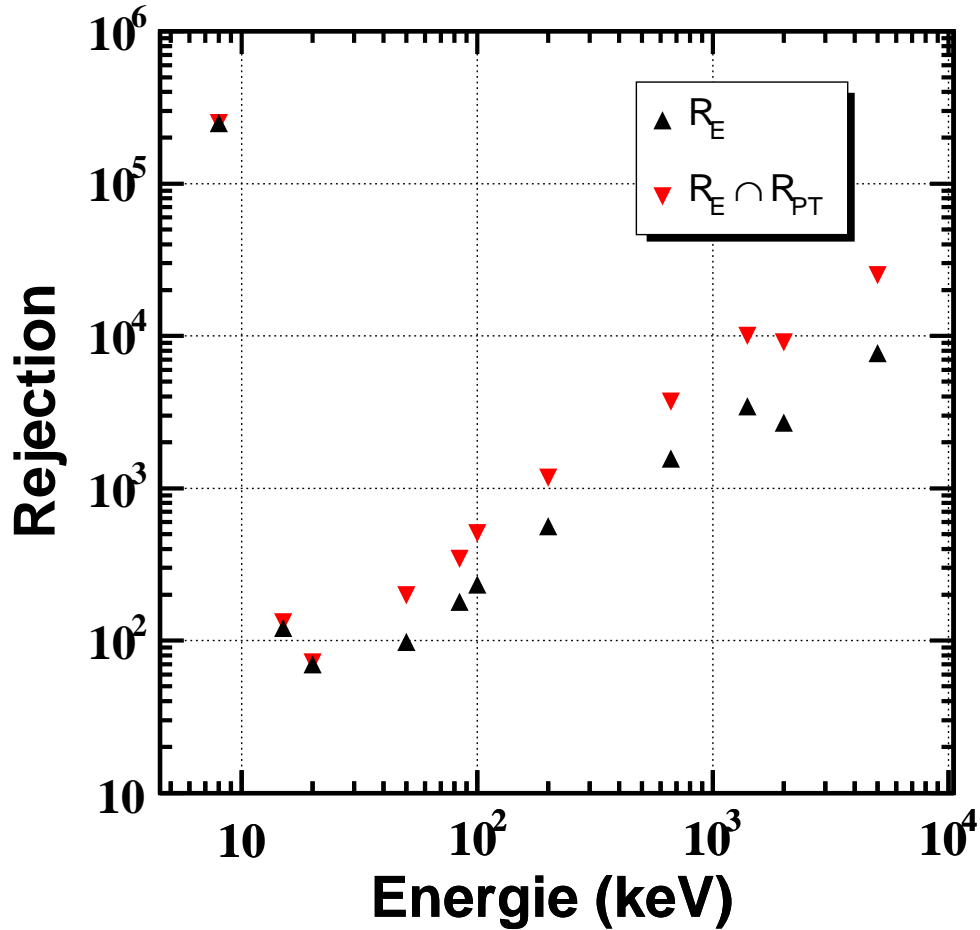
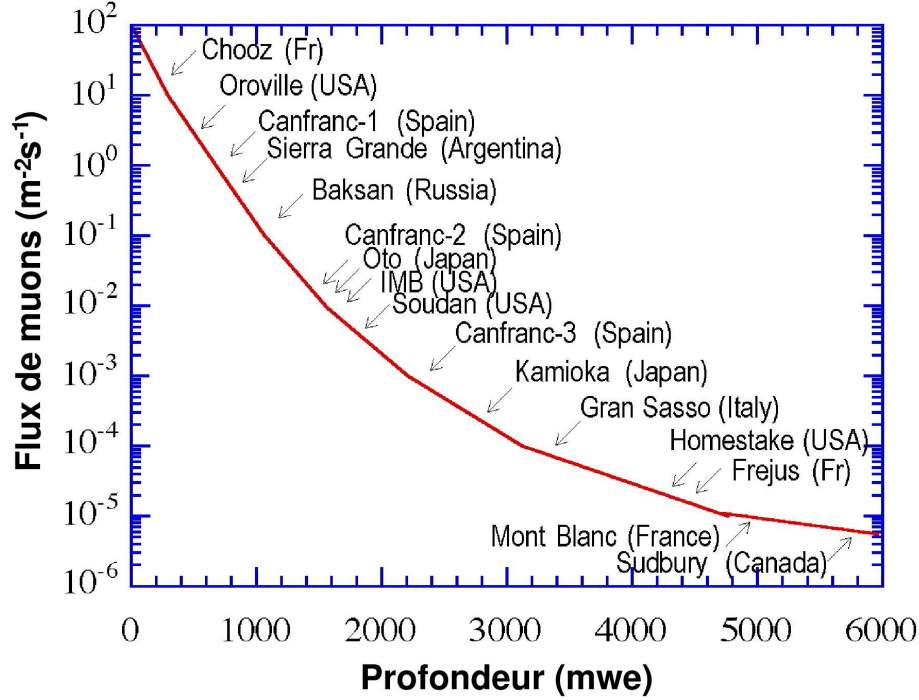


FIG. 8.4 – Pouvoir de réjection intrinsèque des rayons  $\gamma$  de MIMAC-He3. La réjection basée sur le critère énergétique avec anticoincidence  $R_E$  ( $\blacktriangle$ ) et la réjection totale  $R_E \cap R_{PT}$  ( $\blacktriangledown$ ) sont présentées. 99,99% des  $\gamma$  de 1,4 MeV sont rejetés. Le minimum de réjection est obtenu pour des  $\gamma$  de 20 keV : 98,57% sont rejetés.

de ces flux en fonction de la profondeur exprimée en mètre équivalent eau (mwe)<sup>3</sup>. On remarque que le flux de muons cosmiques diminue avec la profondeur du site. Le Laboratoire Souterrain de Modane



**FIG. 8.5** – Flux de muons en fonction de la profondeur en mètre équivalent eau (mwe) de différents laboratoires souterrains. Le LSM localisé dans le tunnel du Fréjus (Alpes françaises) permet une réduction du flux de muons de  $\sim 6$  ordres de grandeur par rapport au celui au niveau du sol. Figure adaptée de [162].

(LSM) dans le tunnel du Fréjus (Alpes françaises) est sous une couverture rocheuse de 4800 mwe qui entraîne une diminution du flux de muons cosmiques de  $\sim 6$  ordres de grandeur par rapport à celui au niveau de la mer. La valeur utilisée pour l'estimation du bruit de fond induit par les muons est celle mesurée dans le LSM [163] :

$$\Phi_{\mu} = 4 \times 10^{-5} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (8.3)$$

dont l'énergie moyenne est de 270 GeV.

A l'aide du dispositif de simulation décrit précédemment, le bruit de fond dû aux muons a été calculé. Le détecteur est ici sans blindage, il ne s'agit ici que de connaître la réjection des muons eux-mêmes et non

<sup>3</sup>Les profondeurs des laboratoires souterrains s'expriment en mètre équivalent eau :  $1 \text{ km.w.e} = 10^5 \text{ g cm}^{-2}$ . Ceci permet une comparaison directe en terme de protection contre le rayonnement cosmique entre les différents sites en s'affranchissant de la nature de la couverture rocheuse.

celle des particules secondaires. L'interaction des muons énergétiques des divers blindages sera étudiée dans le chapitre 9. L'essentiel des muons interagissent dans toutes les chambres traversées avec un dépôt d'énergie moyen de  $\sim 30$  keV par chambre pour des traces verticales<sup>4</sup>. Des dépôts d'énergie plus faibles sont obtenus dans le cas où les muons traversent les modules avec des trajectoires périphériques. Les traces induisant des dépôts dans la plage en énergie d'intérêt  $[0, 6 - 4, 2]$  keV, ont des longueurs de 5.8 mm à 4 cm. Celles-ci sont alors clairement séparées par projection de traces et temps de collection de charges. Sur  $2 \times 10^5$  muons générés, aucun événement n'a mimé un signal WIMP. Ceci permet de donner une limite supérieure au bruit de fond induit par les muons,  $T_\mu|_{\text{BDF}}$  :

$$T_\mu|_{\text{BDF}} \leq 1,6 \times 10^{-5} \text{ kg}^{-1} \text{ jour}^{-1} \quad (8.4)$$

### 8.3.2 Taux induit par les neutrons

Les expériences de détection directe de matière sombre non-baryonique comportent un blindage dédié aux neutrons. L'utilisation d'un blindage de paraffine diminue les flux de neutrons entrant dans les détecteurs. En effet, les neutrons se ralentissent dans les matériaux riches en hydrogène par diffusion élastiques successives. Une simulation a été réalisée pour déterminer le spectre en énergie des neutrons après un blindage de paraffine. Le spectre en énergie utilisé en entrée est celui mesuré au LSM [164]. Il inclut la production de neutrons par les muons cosmiques, la fission spontanée et les réactions  $(\alpha, n)$ . Ce dernier a été utilisé pour générer la distribution en énergie des neutrons continuellement de 2 à 6 MeV. Le flux intégré de neutrons rapides<sup>5</sup>,  $\Phi_n$ , est de [164] :

$$\Phi_n = 1,6 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (8.5)$$

Le spectre en énergie des neutrons en sortie du blindage de paraffine a été obtenu pour une épaisseur de 30 et 50 cm (courbes en pointillés). Le résultat est présenté sur la figure 8.6. Il permet une atténuation du flux de neutrons incidents de 3 à 5 ordres de grandeur. Les spectres en sortie du blindage sont convolués par le facteur de réjection dont l'évolution en fonction de l'énergie a été obtenue en 8.2.3 (cf. figure 8.3). Le taux de faux événements induits par les neutrons est indiqué pour les épaisseurs de 30 et 50 cm (courbes en trait plein). Ce dernier permet d'avoir accès après intégration sur la plage en énergie  $[10^{-2} \text{ eV}, 6 \text{ MeV}]$ , au bruit de fond induit par les neutrons,  $T_n|_{\text{BDF}}$ . Pour une épaisseur de 50 cm de paraffine, le bruit de fond induit par les neutrons est de :

$$T_n|_{\text{BDF}} = 2,1 \times 10^{-3} \text{ kg}^{-1} \text{ jour}^{-1} \quad (8.6)$$

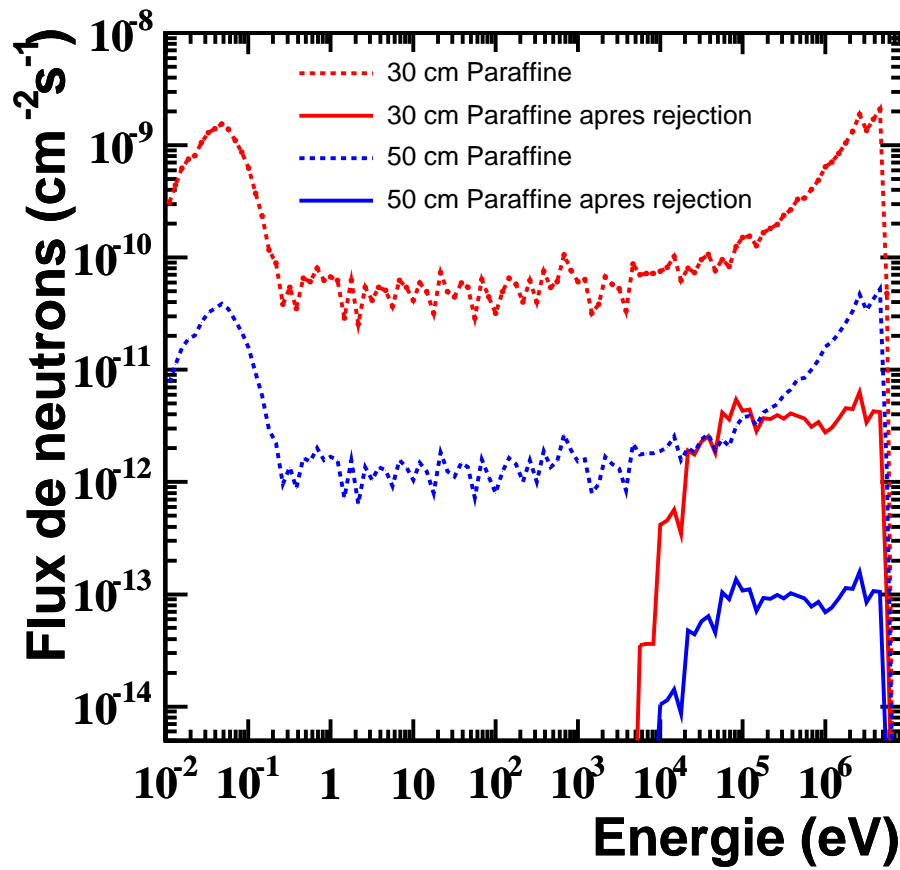
### 8.3.3 Taux induit par les rayons $\gamma$

Une estimation du taux de faux événements induits par les rayons  $\gamma$  de la radioactivité naturelle a été réalisée. Le spectre d'entrée utilisé est basé sur les mesures effectuées dans la plage  $[25, 2700]$  keV

<sup>4</sup>La densité utilisée ici est celle de l' $^3\text{He}$  gazeux à 3 bar.

<sup>5</sup>Le flux de neutrons thermiques a été mesuré [164] :  $\Phi_{\text{nthermique}} = 1.6 \pm 0.1 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Celui-ci induit un bruit de fond négligeable étant donnée l'excellente réjection de MIMAC-He3 aux neutrons de très basses énergies (cf. figure 8.3).

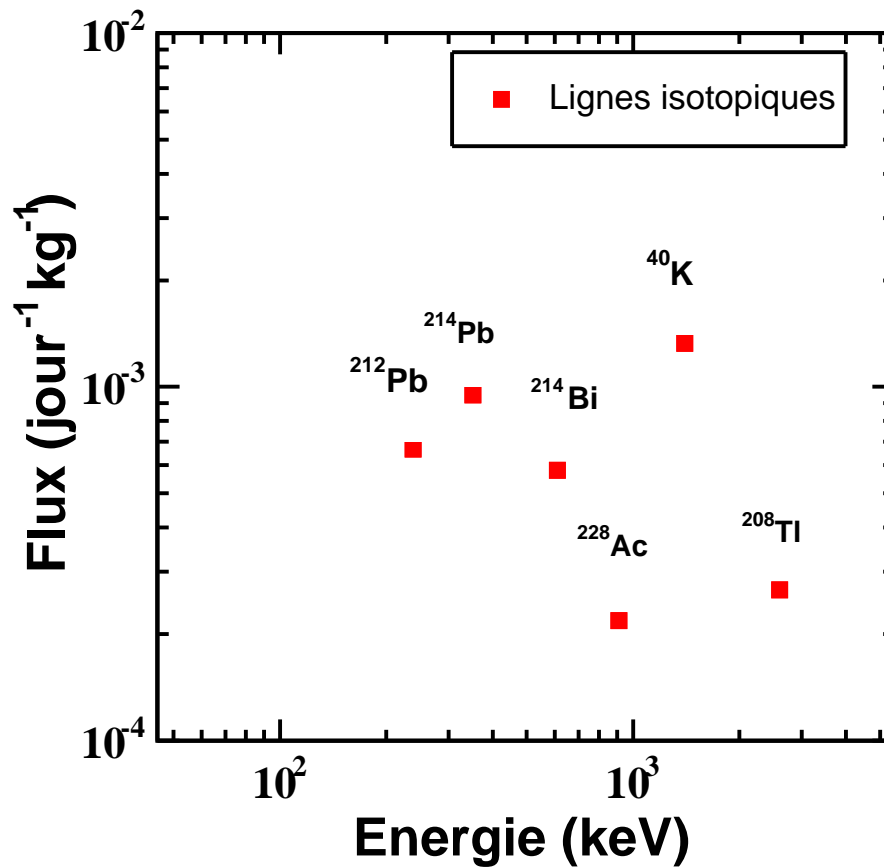
à l'aide d'un détecteur germanium à bas bruit installé dans le Laboratoire Souterrain de Modane [165]. Le taux de bruit de fond dû à la radioactivité naturelle a été mesuré avec un blindage passif de  $\sim 20$  cm de plomb standard et 6 cm de plomb archéologique. Les lignes sélectionnées pour cette estimation sont celles vues par le détecteur germanium auxquelles sont retranchées celles provenant de l'activation de germanium par le rayonnement cosmique. Les principaux isotopes présents associés à leur lignes  $\gamma$  sont présentés dans le tableau 8.1. Pour estimer le bruit de fond induit par ces rayons  $\gamma$  dans MIMAC-He3, chaque ligne a été pondérée par l'efficacité photopique du détecteur germanium à l'énergie correspondante [165]. A chacune de ces valeurs, est appliqué le facteur de réjection correspondant obtenu à l'aide de la figure 8.4. Le résultat est présenté sur la figure 8.7 donnant accès au taux de faux événement induit pour chacun des isotopes en  $\text{kg}^{-1}\text{jour}^{-1}$ . Par intégration sur ces lignes, on obtient une estimation du



**FIG. 8.6** – Spectre en énergie des neutrons issues d'un blindage de paraffine des épaisseurs de 30 (trait en pointillés rouge) et 50 cm (trait en pointillés bleu). Le spectre en énergie des neutrons en entrée est celui mesuré dans le LSM. Les spectres obtenus après réjection par MIMAC-He3 sont présentés pour les deux épaisseurs considérées (traits pleins). Ces derniers donnent accès aux taux de faux événements WIMPs induits par les neutrons.

Isotope	$^{212}\text{Pb}$	$^{214}\text{Pb}$	$^{214}\text{Bi}$	$^{228}\text{Ac}$	$^{40}\text{K}$	$^{208}\text{Tl}$
Energie (keV)	238	352	610	911	1400	2600

**TAB. 8.1** – Principaux isotopes présents dans le Laboratoire Souterrain de Modane et les énergies des rayons  $\gamma$  associés [165].



**FIG. 8.7** – Flux de rayons  $\gamma$  associés aux isotopes présentés dans le tableau 8.1 issu d'un blindage de 15 cm de Plomb après réjection. Les valeurs en entrée utilisées pour les différents isotopes présentés dans le tableau 8.1 sont extraites de [165].

bruit de fond provenant de la radioactivité naturelle  $T_\gamma|_{BDF}$  :

$$T_\gamma|_{BDF} = 4,0 \times 10^{-3} \text{ kg}^{-1} \text{ jour}^{-1} \quad (8.7)$$

Ce chapitre a permis de montrer l'efficacité du détecteur MIMAC-He3 pour la réjection du bruit de fond à la recherche de matière sombre non-baryonique par détection directe. On retiendra qu'une matrice de "micro-tpc" utilisant la mesure du dépôt d'énergie dans la voie ionisation et la projection de la trace des événements de recul associée au temps de collection de charges permet de rejeter très efficacement les muons, les neutrons ainsi que le rayonnement  $\gamma$  provenant de la radioactivité naturelle. En effet, la séparation des reculs électroniques et des reculs nucléaires avec la double détection de la trace et de l'énergie d'ionisation entraîne une discrimination très efficace des rayons  $\gamma$ . Il est important de noter que les photons de 8 keV sont rejetés très efficacement car des rayons X provenant du cuivre sont attendus. Les valeurs des réjections intrinsèques obtenues par simulation pour les trois types de bruits de fond associées à leurs flux en milieu souterrain mesuré au LSM ont permis d'estimer les taux de faux événements induits. MIMAC-He3 permet une réjection des neutrons très efficace étant donné la possibilité de capture neutronique que présente le noyau d' $^3\text{He}$  entraînant un signal en énergie extrêmement bien discriminé. Cet atout est fondamental pour MIMAC-He3 car les interactions d'un neutron et d'un WIMP sont indiscernables en cas de diffusion élastique. On retiendra que pour le détecteur MIMAC-He3 de  $\sim 10$  kg d' $^3\text{He}$  gazeux, le taux de faux événements induits par les neutrons est de  $\sim 2 \times 10^{-3} \text{jour}^{-1} \text{kg}^{-1}$  et de  $\sim 4 \times 10^{-3} \text{jour}^{-1} \text{kg}^{-1}$  pour les rayons  $\gamma$  de la radioactivité naturelle. Il est important de souligner que cette étude est basée sur la coïncidence entre les chambres et la mesure des observables : énergie déposée, valeur du rapport  $a/b$  des traces projetées et temps de collection de charges des événements secondaires, et ne tient pas compte des incertitudes expérimentales (étalonnage, résolutions énergétique et en traces de recul, efficacité de détection, ...). Les résultats de l'étude effectuée dans ce chapitre sont présentés dans [166].

Les valeurs obtenues concernant les différents taux de bruits de fond seront comparées au taux d'événement neutralino  $\tilde{\chi}$  dans MIMAC-He3 calculé dans le chapitre 10 qui peut atteindre  $\sim 10^{-1} \text{jour}^{-1} \text{kg}^{-1}$  dans le cadre de certains modèles SUSY. Celles-ci sont très prometteuses au vu des niveaux de bruits de fond des expériences en cours. Edelweiss II en cours d'installation au LSM envisage d'atteindre une sensibilité de  $2 \times 10^{-3} \text{jour}^{-1} \text{kg}^{-1}$ .

Dans les expériences de recherche de matière sombre non-baryonique par détection directe, il est essentiel d'estimer précisément les flux de neutrons ainsi que leur origine. Leur flux induit par l'interaction des muons de hautes énergies ( $\sim 270$  GeV) présents dans les sites souterrains, doit être connu pour effectuer des estimations réalistes des taux de faux événements induits par les neutrons. Le chapitre suivant présente une estimation basée sur des simulations Monte Carlo (Geant4) sur la production de neutrons par les muons de hautes énergies dans les matériaux utilisés dans les différents blindages des expériences de recherche de matière sombre non-baryonique. Le taux d'événements neutralinos  $\tilde{\chi}$  dans MIMAC-He3 sera calculé dans le chapitre 10 et comparé avec le taux de bruit de fond considéré pour l'étude :  $10^{-3} \text{jour}^{-1} \text{kg}^{-1}$ . Cette valeur est prise comme taux de bruit de fond ultime à la détection de neutralino  $\tilde{\chi}$  et permet de tenir compte des estimations effectuées dans ce chapitre.



## Chapitre 9

# Simulation du flux de neutrons induit par les muons cosmiques de hautes énergies

### Sommaire

---

8.1	Utilisation de l'environnement Geant4 dans le cadre du projet MIMAC-He3 . . .	159
8.2	Simulation de la réponse de MIMAC-He3 aux bruits de fond physiques . . . . .	160
8.3	Estimation des taux de faux événements induits par les différents bruits de fond .	166

---

Dans le cadre de la détection directe de matière sombre non-baryonique, l'évaluation du bruit de fond dû aux neutrons est essentielle car ils constituent le bruit de fond ultime. Comme vu précédemment, il peut mimer exactement le même signal qu'un WIMP lors d'une diffusion élastique sur un noyau cible s'il laisse un dépôt d'énergie dans la même plage. L'estimation des flux de neutrons provenant de différentes sources est donc un point clé. En site souterrain, celles-ci consistent en la radioactivité locale et les muons cosmiques. La radioactivité naturelle de la roche par l'intermédiaire d'éléments lourds comme l' $^{238}\text{U}$ , l' $^{235}\text{U}$  et le  $^{232}\text{Th}$ , peut engendrer des neutrons par fission spontanée et réactions  $(\alpha, n)$ <sup>1</sup>. Le rayonnement cosmique est essentiellement constitué de muons de hautes énergies dont l'interaction avec différents matériaux induit des flux de neutrons. L'évaluation par simulation de la production de neutrons par l'interaction des muons cosmiques dans différents blindages est l'objet de ce chapitre. Un dispositif de simulation Geant4 dédié à l'interaction des muons très énergétiques ( $\langle E_\mu \rangle \sim 270 \text{ GeV}$  dans les laboratoires souterrains [167]) dans différents matériaux constituant les blindages utilisés par les expériences de détection directe de matière sombre non-baryonique a été développé dans le but d'estimer les flux de neutrons induits dans divers matériaux. Dans un deuxième temps, les bruits de fond engendrés par les neutrons produits dans les blindages utilisés (plomb et paraffine) et dans la roche seront estimés pour le détecteur MIMAC-He3.

---

<sup>1</sup>Les processus de production de neutrons par fission spontanée et réactions  $(\alpha, n)$  ne seront pas étudiés dans ce chapitre.



## 9.1 Motivations

Les neutrons rapides créés par l'interaction des muons de hautes énergies sont un bruit de fond qui peut s'avérer de plus en plus important pour les expériences de détection directe de matière sombre non-baryonique visant à atteindre des sensibilités aux WIMPs toujours plus grandes pour tester plus encore les modèles théoriques proposés par les extensions supersymétriques du Modèle Standard de la physique des particules. Il y existe plusieurs raisons pour cela :

1. Le spectre en énergie des neutrons produits est dur, jusqu'à plusieurs GeV, et les neutrons rapides peuvent s'éloigner de la trace du muon incident et atteindre le détecteur situé à une distance de plusieurs mètres.
2. Les neutrons rapides transfèrent des énergies typiquement détectables (de quelques keV à 100 keV) dans les détecteurs de matière sombre non-baryonique.
3. Un détecteur peut se protéger contre les neutrons provenant de la radioactivité de la roche par l'utilisation de matériaux riches en hydrogène, avec éventuellement un absorbeur de neutrons thermiques. Cependant un tel matériau constitue une cible pour les muons cosmiques et ne protégera pas contre les neutrons induits par les muons dans ce matériau. Une possibilité pour réduire ce flux consiste à ajouter un veto actif rejetant tous les événements associés avec les muons étiquetés. Une autre consiste à ce que le détecteur lui-même signe l'interaction des neutrons comme MIMAC-He3.

Le spectre en énergie des neutrons dépend de celui des muons, ce dernier étant fonction de la profondeur à laquelle la mesure est réalisée. Tout d'abord, rappelons brièvement les principaux mécanismes d'interaction des muons de hautes énergies conduisant à la production de neutrons :

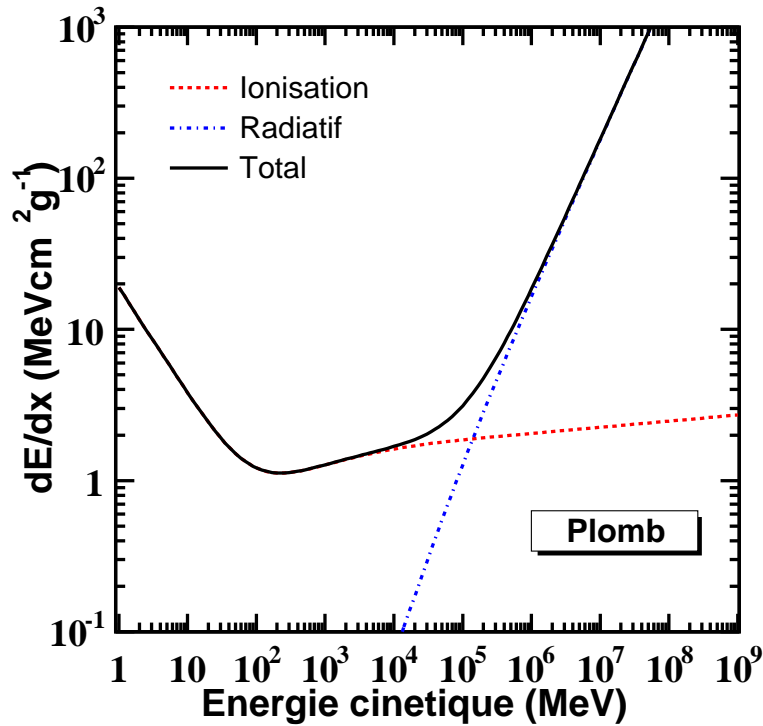
- l'interaction des muons avec les noyaux par l'intermédiaire d'un photon virtuel produit une désintégration nucléaire. Ce processus est appelé la spallation des muons. Il s'agit d'une interaction inélastique de muons énergétiques ( $\gtrsim 10$  GeV) avec le noyau qui se trouve alors dans un état excité. Lors de sa désexcitation, il y a émission de photons, et éventuellement de protons et de neutrons, si l'état excité est d'énergie supérieure à l'énergie moyenne de liaison du nucléon dans le noyau.
- La diffusion élastique avec des neutrons liés au noyau,
- les réactions photonucléaires associées avec les gerbes électromagnétiques générées par les muons,
- la production par les hadrons dans les cascades hadroniques déclenchées par les muons incidents,
- la production de neutrons secondaires provenant des processus cités précédemment,
- le processus de capture des muons. Lorsque ces derniers sont suffisamment ralentis, ils peuvent être capturés en fin de parcours. Ceci résulte en un isotope fortement excité qui émet un ou plusieurs neutrons.

Détaillons maintenant les processus physiques mis en jeu par l'interaction des muons de hautes énergies avec la matière.

## 9.2 Interaction des muons de hautes énergies

### 9.2.1 Processus physiques mis en jeu

L'interaction des muons dans la matière est décrite par un processus continu, l'ionisation, et les processus radiatifs. La production de raies  $\delta$  est incluse dans le processus d'ionisation<sup>2</sup>. Pour des énergies typiques de muons présents dans un laboratoire souterrain ( $\langle E_\mu \rangle \sim 270$  GeV), l'essentiel de leur perte d'énergie a lieu par l'intermédiaire de processus radiatifs. La figure 9.1 présente les contributions de deux types de processus à la perte d'énergie totale en fonction de l'énergie cinétique des muons dans le plomb. L'énergie critique à partir de laquelle la contribution radiative devient majoritaire est 141



**FIG. 9.1** – Perte d'énergie des muons dans le plomb en fonction de leur énergie cinétique. La perte d'énergie totale (trait plein) et les contributions dues à la perte par ionisation (tirets) et celle par processus radiatifs (tirets pointillés) sont représentées. Figure compilée à l'aide des valeurs extraites de [127].

<sup>2</sup>Il s'agit d'électrons d'énergies cinétiques très supérieures à l'énergie d'ionisation moyenne. Il s'agit d'événements relativement rares [6].

GeV, le minimum d'ionisation ayant lieu pour une énergie de 226 MeV. Pour les muons présents en site souterrain, l'essentiel de leur perte d'énergie s'effectue par l'intermédiaire des processus radiatifs. Rappelons brièvement les différentes contributions des processus radiatifs au pouvoir d'arrêt total des muons<sup>3</sup>.

- Le bremsstrahlung : la trajectoire du muon peut être courbée au voisinage d'un atome par le champ coulombien créé par le cortège électronique et le champ nucléaire. Ceci donne lieu à l'émission d'un photon.
- La production de paires  $e^+e^-$  :  $\mu + {}^A X \rightarrow \mu + e^+e^- + {}^A X'$
- Les processus photonucléaires : le passage d'une particule chargée de haute énergie induit des réactions hadroniques et électromagnétiques de manière semblable à celle des photons de même énergie. L'interaction d'un muon avec un noyau se traduit par l'échange d'un photon virtuel entraînant la désintégration du noyau. La figure 9.2 présente le diagramme de Feynman correspondant aux interactions photonucléaires muon-noyau. Celles-ci peuvent exciter le noyau. La désexcitation peut s'effectuer via l'émission d'un photon  $\gamma$  ou de neutrons comme nous le verrons par la suite.

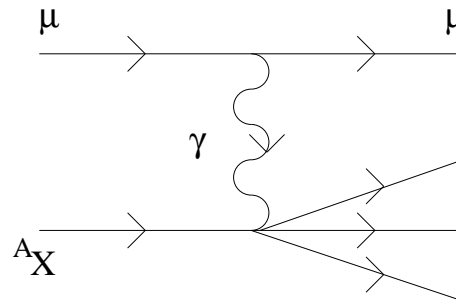
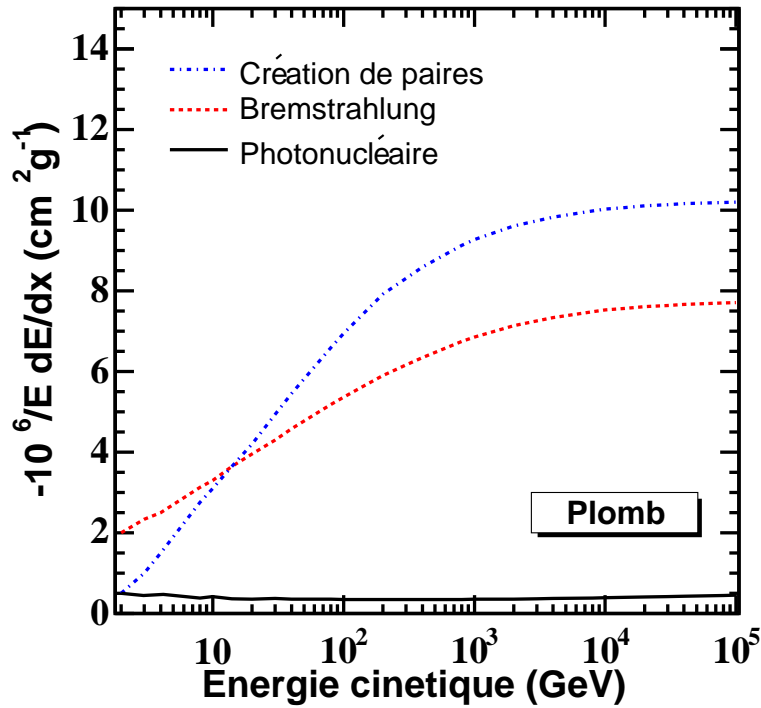


FIG. 9.2 – Diagramme de Feynman pour les interactions photonucléaires du muon avec un noyau  ${}^A X$ .

Dans le but de déterminer l'origine des neutrons, il est nécessaire de connaître l'importance relative des divers processus radiatifs mis en jeu. Ceci permettra de comprendre les mécanismes dominant la production de neutrons : directe dans le cas de la spallation, ou indirecte lorsque les neutrons sont produits par des particules secondaires (photons ou hadrons). Les gerbes électromagnétiques induites donnent naissance à des rayons  $\gamma$  énergétiques qui peuvent donner lieu à des neutrons par interaction photonucléaire. Lorsqu'une particule interagit avec un grand transfert d'énergie, une gerbe hadronique se produit avec création de pions, kaons, protons, neutrons,... La figure 9.3 présente les contributions relatives des processus radiatifs en fonction de l'énergie du muon incident dans le plomb. Les pertes d'énergie par bremsstrahlung, création de paires et interactions photonucléaires sont exprimées en terme de  $-1/E \, dE/dx$  [168]. Le processus de création de paires est dominant pour des énergies supérieures à 10 GeV. Les processus photonucléaires sont dominés par le bremsstrahlung et la création de paires sur la plage

<sup>3</sup>Pour l'expression des sections efficaces des diverses contributions, le lecteur pourra se référer à [168].



**FIG. 9.3** – Contributions des processus création de paires (tirets pointillés), bremsstrahlung (tirets) et photonucléaires (trait plein) en fonction de l'énergie cinétique des muons. Figure compilée à l'aide des valeurs extraites de [127].

2 GeV - 100 TeV. Étant donné l'importance du processus de création de paires, de nombreux rayons  $\gamma$  seront créés et pourront donner lieu par interaction photonucléaire à des neutrons de manière indirecte.

### 9.2.2 Dispositif de simulation Geant4 dédié

L'utilisation d'un code Monte Carlo comme Geant4 permet de simuler la production des neutrons par les muons, hadrons et photons, ainsi que le transport des neutrons et leur interaction dans le volume dans lequel ils ont été créés. Il permet ainsi un suivi de la génération des neutrons à la réponse du détecteur à ces neutrons induits ainsi que celui de toutes les particules susceptibles d'être produites comme les photons, électrons, muons et hadrons. La version de Geant4 utilisée est geant4-06-02-p01 (Juillet 2004). Une simulation a été réalisée avec une liste de physique dédiée à l'interaction des particules de hautes énergies dans les blindages. Elle a été élaborée en collaboration avec H.P. Wellish[169]. Elle contient la description des processus physiques impliqués par l'interaction des muons énergétiques pénétrant dans les blindages :

- la capture muonique et la diffusion élastique,

- l'ionisation,
- la création de paires, le bremsstrahlung
- la spallation avec la classe `G4MuNuclearInteraction` qui permet la diffusion profondément inélastique pour des muons d'énergie supérieure à 1 GeV,
- les interactions photonucléaires : les sections efficaces sont calculées à l'aide des expressions obtenues par Bezrukov et Bugaev [170, 171] pour des énergies supérieures à 1 GeV,
- les modèles hadroniques utilisés pour les nucléons :
  - `G4QGSP` (*Quark-Gluon String Model*) pour des énergies supérieures à 5 GeV,
  - `G4BertiniCascadeModel` (*intra-nuclear cascade*) pour des énergies inférieures à 5 GeV,
  - `G4Precompound` (*pre-equilibrium model*) pour des énergies inférieures à 70 MeV.
- le transport des neutrons
  - avec la classe `G4NeutronHP` pour des neutrons d'énergies inférieures à 19 MeV
  - les données `G4NDL3.7`,
- les interactions élastiques et de capture des neutrons avec les classes `G4LElastic` et `G4LCapture`.

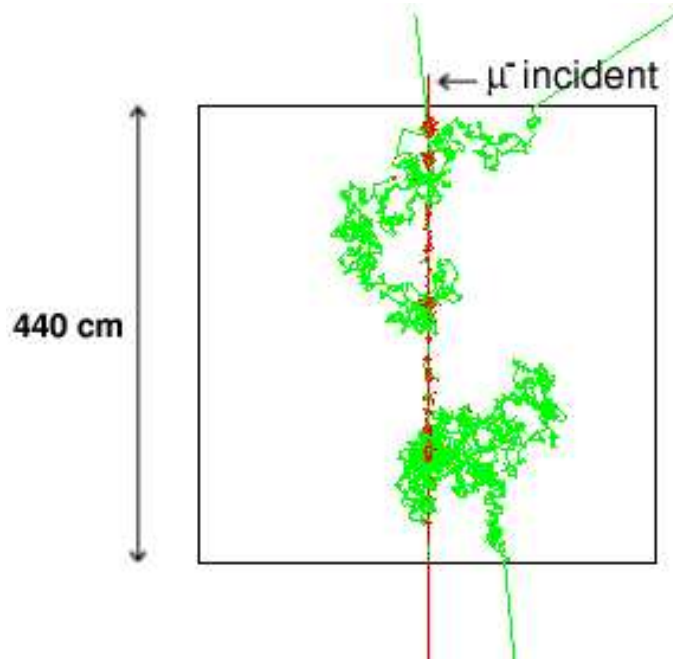
La simulation contient la liste de physique appelée "QGSP + HP + BERT + MuNuclear" [169, 161]. Le seuil en énergie pour le suivi des neutrons est de 1 keV. Dans le plomb, il est de 94,7 keV pour les photons, 1,0 MeV pour les électrons et 940,9 keV pour les positrons.

Le dispositif de simulation consiste en un bloc cubique de matériau qui constitue la cible pour les muons de hautes énergies. Un faisceau monoénergétique de muons de 270 GeV est généré sur un bloc de 440 cm de côté. La largeur de la cible est importante de manière à permettre aux gerbes électromagnétiques et hadroniques de se développer. Elles ont besoin d'une certaine épaisseur de matériau pour commencer. D'autre part, l'équilibre entre le flux de neutrons et celui de muons est atteint seulement lorsque le muon a traversé une certaine épaisseur de matériau. Les flux de neutrons induits ont ainsi été obtenus pour des matériaux constituant les blindages utilisés. La figure 9.4 présente l'interaction d'un muon de 270 GeV dans un blindage de plomb. On remarque que de nombreux neutrons sont créés. Leur parcours dans le blindage peut être de l'ordre du mètre. Ils peuvent ainsi s'éloigner de la trace du muon incident et atteindre les détecteurs sans qu'un veto actif n'ait détecté le muon ou le neutron incidents.

## 9.3 Flux de neutrons induits par les muons

### 9.3.1 Multiplicité et distributions en énergie des neutrons

L'interaction de muons énergétiques dans divers matériaux induit la formation de gerbes électromagnétiques et hadroniques. Lorsque celles-ci ont lieu, de nombreux neutrons sont produits avec un spectre en énergie dur qui s'étend jusqu'à plusieurs GeV. La figure 9.5 présente la multiplicité des neutrons (a) et leur spectre en énergie (en  $n/\mu/\text{MeV}$ ) (b) induits par l'interaction de muons de 270 GeV dans un bloc de plomb de 440 cm de côté. Dans ce cas, le nombre de neutrons produits par muon incident le plus probable est de 8. De l'ordre de 81% des muons engendre une multiplicité inférieure à 30. L'énergie



**FIG. 9.4** – Interaction typique d'un muon de 270 GeV dans un bloc cubique de Plomb de 440 cm de côté. De nombreux neutrons sont produits. Ils peuvent s'éloigner à des distances de l'ordre du mètre de la trace du muon incident.

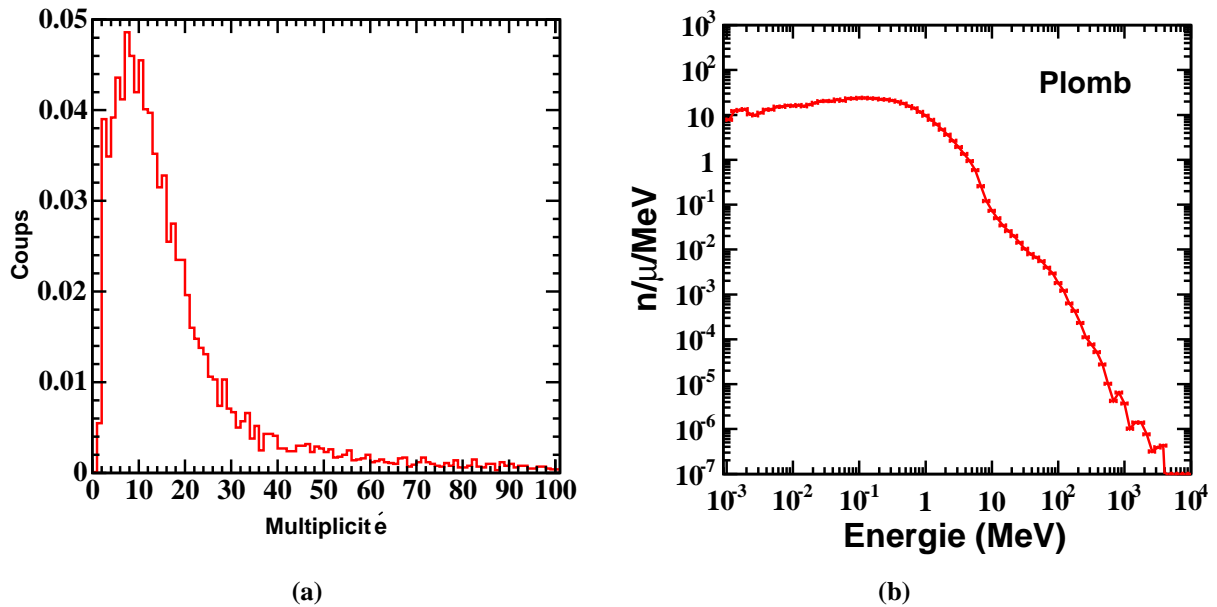
des neutrons produits s'étend de 1 keV à plusieurs GeV. Pour des énergies supérieures à 10 MeV, une structure apparaît dans le spectre correspondant à la résonance dipolaire géante (GDR) nucléaire<sup>4</sup>. A ces énergies, les photons peuvent être absorbés par le noyau via des interactions du type  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  et  $(\gamma, np)$ . Les noyaux peuvent se trouver alors dans un état excité et la désexcitation s'effectue via l'émission de photons. Lorsque cet état a une énergie supérieure à l'énergie moyenne de liaison d'un nucléon dans le noyau ( $\sim 7.8$  MeV/n pour le plomb), il peut se désexciter aussi par émission de protons et de neutrons. Si le noyau est suffisamment excité, il peut émettre un deutéron (np). La région correspondante appelée "quasi-deutéron"<sup>5</sup> est visible au delà de la résonance dipolaire géante.

<sup>4</sup>Les résonances nucléaires géantes proviennent de modes d'excitation collectifs favorisés dans les noyaux dont les nombres de proton et de neutrons sont éloignés des configurations à couches fermées. Ces résonances sont produites par l'absorption d'un photon qui induit une oscillation entre les groupes de neutrons et de protons. Dans le cas du noyau de Pb, l'énergie de la résonance est de  $\sim 13$  MeV [172].

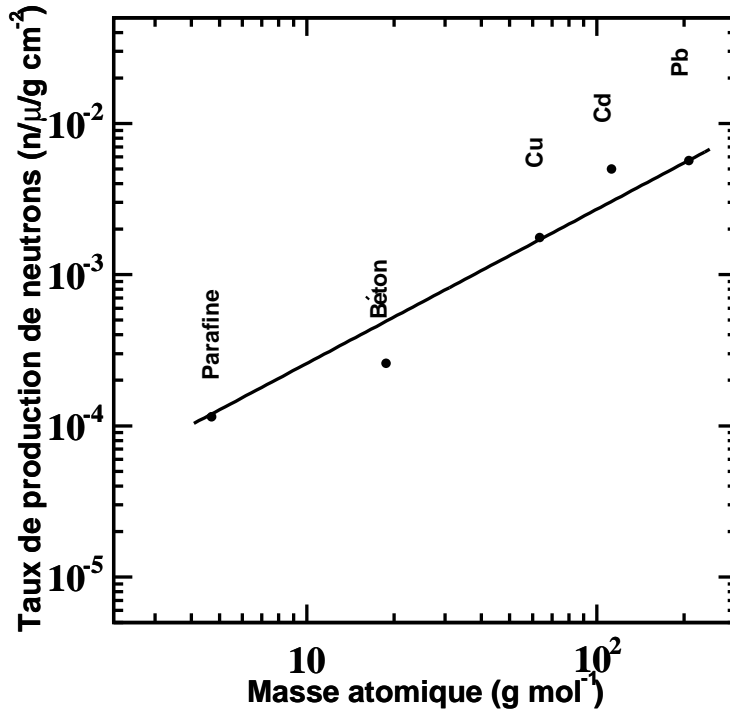
<sup>5</sup>La région "quasi-deutéron" se situe dans la plage en énergie entre la résonance dipolaire géante et la résonance  $\Delta$  ( $\sim 30$ -140 MeV). Elle résulte en l'émission d'un système proton-neutron corrélé [172].

### 9.3.2 Dépendance du taux de production de neutrons avec la masse atomique du matériau

Dans le but de caractériser les divers matériaux utilisés dans les blindages des expériences de détection directe de matière sombre non-baryonique, une étude a été menée en ce qui concerne leur production respective de neutrons suite à l'interaction de muons de hautes énergies. Le taux de production a été calculé pour des muons incidents de 270 GeV dans le cadre de simulation décrit précédemment. La figure 9.6 présente le taux de production de neutron, en  $n/\mu/g\text{ cm}^{-2}$ , en fonction de la masse atomique (en  $\text{g mol}^{-1}$ ) des différents matériaux : la paraffine ( $\langle A \rangle = 4.7$ ), le béton ( $\langle A \rangle = 18.7$ ), le cuivre ( $\langle A \rangle = 63.5$ ), le cadmium ( $\langle A \rangle = 112.4$ ) et le plomb ( $\langle A \rangle = 207.2$ ). Le taux de production est calculé à partir de l'intégration du nombre de neutrons produits avec un seuil en énergie de 1 keV. Les barres d'erreurs sont confondues dans la taille des points. On remarque que le taux de neutrons produits augmente avec la masse atomique du noyau ou la masse moyenne dans le cas de composés. Le plomb est le noyau qui engendre la plus forte production de neutrons. Il est crucial d'estimer ce taux car les blindages utilisent plusieurs dizaines de cm de plomb pour se protéger des rayons  $\gamma$  de la radioactivité naturelle. L'augmentation de l'épaisseur du blindage de plomb permet de diminuer les flux de rayons  $\gamma$  mais entraîne une production de neutrons induits d'autant plus importante. On note un antagonisme entre protection contre les  $\gamma$  et production de neutrons induits. Il est utile de remarquer que le taux de rayons  $\gamma$  induits



**FIG. 9.5** – Multiplicité et flux différentiel en énergies des neutrons induits par des muons de 270 GeV dans un bloc de plomb de 440 cm de côté. Le maximum de la multiplicité est de 8. De l'ordre de 81% des muons engendrent une multiplicité inférieures à 30. Les neutrons créés ont des énergies de 1 keV à plusieurs GeV.



**FIG. 9.6** – Dépendance du taux de production de neutrons, en  $n/\mu/\text{g cm}^{-2}$ , en fonction de la masse atomique du matériau en  $\text{g mol}^{-1}$  pour des muons incidents de 270 GeV. Les matériaux et composés sont la paraffine ( $\langle A \rangle = 4.7$ ), le béton ( $\langle A \rangle = 18.7$ ), le cuivre ( $\langle A \rangle = 63.5$ ), le cadmium ( $\langle A \rangle = 112.4$ ) et le plomb ( $\langle A \rangle = 207.2$ ).

augmente aussi avec l'épaisseur du blindage. En effet, le processus dominant la production de neutrons est l'interaction photonucléaire, comme nous le verrons sur la figure 9.7. La section efficace photonucléaire sur le noyau domine pour tous les matériaux et varie linéairement avec la masse atomique du noyau [169]. Cette dépendance est qualitativement attendue pour la section efficace totale. Cet argument permet d'ajuster la tendance générale par une simple loi de puissance :

$$T_n = \alpha A^\beta \quad (9.1)$$

avec  $\alpha = (2.47 \pm 0.06) \times 10^{-5}$  et  $\beta = 1.02 \pm 0.01$ . Ceci permet d'obtenir un paramétrage du nombre de neutrons produits en fonction de la masse atomique du matériau pour des muons incidents de 270 GeV. Il convient de remarquer que les points sont toutefois largement dispersés par rapport à la loi de puissance ajustée. Une application de ce paramétrage est de pouvoir estimer le taux de production dans l' $^3\text{He}$  lui-même. On obtient ainsi  $(7.58 \pm 0.26) \times 10^{-5} n/\mu/\text{g cm}^{-2}$ .

Les résultats obtenus pour l'ajustement sont à comparer avec ceux obtenus dans [173, 174] pour des muons de 280 GeV. Dans la référence [173], la simulation est effectuée à l'aide FLUKA et donne  $\alpha =$



$(5.33 \pm 0.17) \times 10^{-5}$  et  $\beta = 0.76 \pm 0.01$ . La référence [174] utilisant Geant4 fournit  $\alpha = (3.0 \pm 0.4) \times 10^{-5}$  et  $\beta = 0.82 \pm 0.03$ . Le désaccord entre les deux codes de simulation est de l'ordre d'un facteur 2. Les résultats obtenus dans notre étude sont en accord relatif avec [174]. Des simulations Geant4 effectuées à l'aide de listes de physiques différentes montrent que le taux de production de neutrons peut varier d'un facteur 2 [175]. La comparaison avec des mesures expérimentales est cruciale.

### 9.3.3 Contribution relative des processus physiques mis en jeu

Dans le but de définir l'origine des neutrons induits dans les blindages, les différents processus physiques intervenant dans l'interaction des muons ont été étiquetés. Les contributions relatives des principaux processus impliqués pour la production de neutrons lors de l'interaction de muons de 270 GeV dans le plomb sont présentées sur la figure 9.7. La production de neutrons par cascade électromagnétique (interaction photonucléaire) domine très largement. L'essentiel des neutrons a été généré dans les gerbes électromagnétiques et hadroniques et n'est pas produit par spallation directe des muons. En effet, le processus de spallation (numéroté 1 sur la figure 9.7) contribue de façon faible,  $\sim 5\%$ , à la production totale.

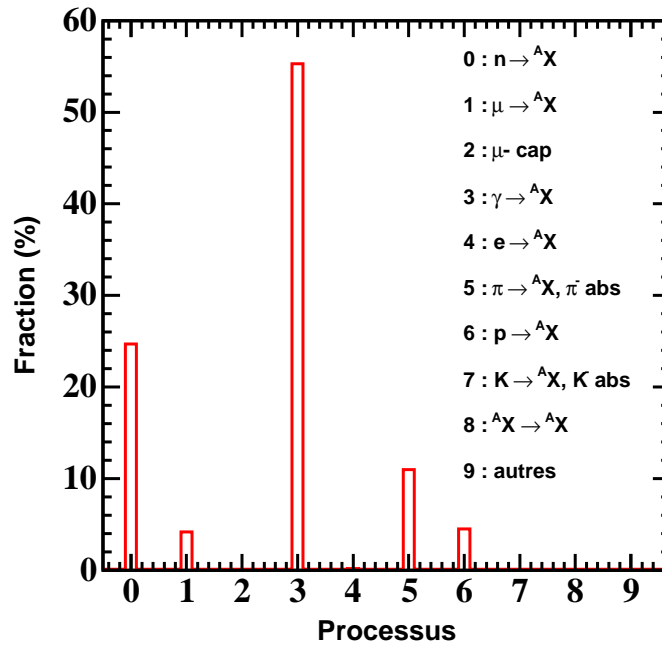
### 9.3.4 Spectres en énergie des neutrons induits pour différents matériaux

Les spectres différentiels en énergie des neutrons produits ont été obtenus pour des muons de 270 GeV dans différents matériaux, cette valeur étant caractéristique de l'énergie moyenne des muons dans de nombreux laboratoires souterrains. Ils sont présentés sur la figure 9.8 dans le cas de la paraffine, le béton, le cuivre et le plomb en  $n/\mu/\text{MeV}/\text{g cm}^{-2}$ . L'intégration sur la plage en énergie des neutrons produits a permis d'obtenir les valeurs présentées sur la figure 9.6. Les spectres obtenus sont présentés pour des neutrons d'énergies supérieures à 1 keV. Le spectre obtenu dans le plomb présente une dépendance quasi constante jusqu'à 1 MeV. Ceci est dû à l'effet différentiel utilisant l'expression des énergies en MeV. Au delà le spectre décroît fortement avec l'énergie. Une structure est visible au-dessus de 10 MeV due à la résonance dipolaire géante et la région quasi-deuteron. Les effets statistiques apparaissent pour des neutrons d'énergies  $\gtrsim 1$  GeV. Les spectres présentent des caractéristiques similaires. Il est à noter que l'intensité de la résonance dipolaire géante diminue d'autant plus que la masse atomique  $A$  du matériau diminue. Ceci est dû à la dépendance linéaire de la section efficace photonucléaire avec la masse atomique.

## 9.4 Bruit de fond engendré par les neutrons induits par les muons énergétiques pour MIMAC-He3

### 9.4.1 Flux de neutrons induits dans les blindages de plomb et de paraffine

Pour déterminer le flux de neutrons atteignant le détecteur MIMAC-He3, le flux de muons incidents utilisé est celui mesuré dans le LSM :  $\Phi_\mu = 4 \times 10^{-5} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$  [163]. Les blindages utilisés dans cette estimation sont ceux de l'expérience Edelweiss-II : 50 cm de paraffine et 20 cm de plomb, valeurs choisies comme typiques pour une expérience de recherche de matière sombre non-baryonique par détection directe. Ces matériaux sont les principales sources de neutrons induits dans les blindages. Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau 9.1. On remarque que ces flux sont de trois ordres de grandeurs au moins inférieurs au flux de neutrons rapides mesurés dans le LSM utilisé dans le chapitre



**FIG. 9.7** – Contribution relative des différents processus au taux de production total de neutrons intervenant lors de l'interaction de muons de 270 GeV dans un blindage de plomb. Les processus sont l'interaction photonucléaire des rayons  $\gamma$  ( $\gamma \rightarrow N$ ), la diffusion inélastique des neutrons ( $n \rightarrow N$ ), la spallation des pions  $\pi^\pm$  ( $\pi \rightarrow N$ ) et la capture des  $\pi^-$  ( $\pi^- \text{ abs}$ ), la spallation des protons ( $p \rightarrow N$ ) et la spallation directe des muons ( $\mu \rightarrow N$ ). Les autres processus comme la capture muonique ( $\mu^- \text{ cap}$ ), les réactions électronucléaires ( $e \rightarrow N$ ), la spallation des kaons ( $K \rightarrow N$ ) et la capture des  $K^-$ , la spallation de noyau ( $N \rightarrow N$ ) et "autres" contribuent à moins de 0.5%. Ces derniers incluent la spallation impliquant des éléments légers, des hadrons à durée de vie courte, ...

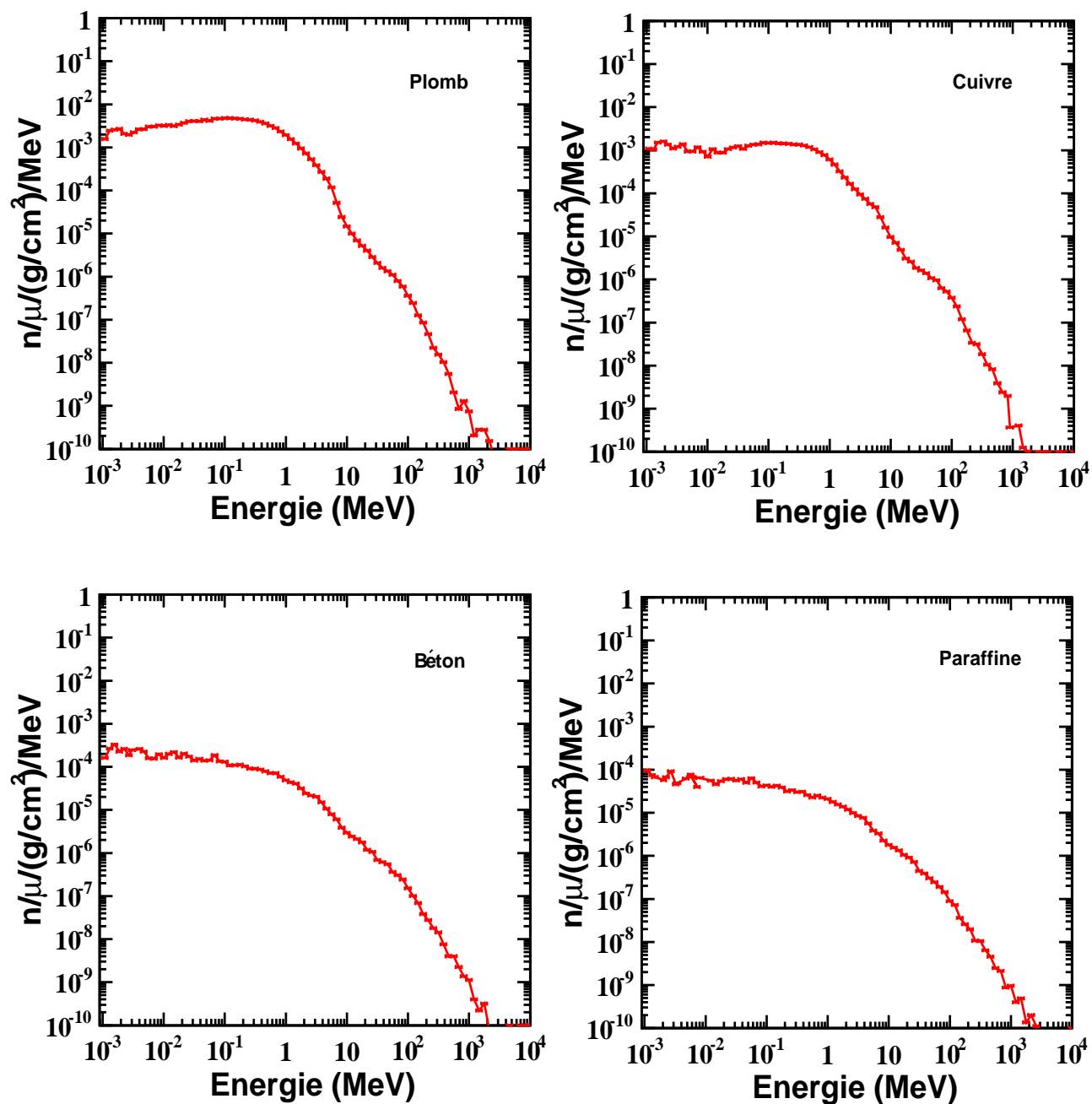


FIG. 9.8 – Spectres différentiels en énergie des neutrons produits par des muons de 270 GeV dans différents matériaux : le plomb, le cuivre le béton et la paraffine. La statistique se dégrade d'autant plus que le taux de production de neutrons du matériau est faible.

précédent. Les flux de neutrons induits dans le blindage de plomb dominant très nettement ceux induits par la paraffine.

#### 9.4.2 Flux de neutrons induits dans la roche

Une estimation du flux de neutrons induits par l'interaction des muons de 270 GeV dans la roche a été réalisée permettant d'avoir accès au flux de neutrons à l'intérieur de la cavité. La couverture rocheuse des laboratoires souterrains les protège du rayonnement cosmique mais celle-ci devient une cible pour les muons de hautes énergies. La roche décrite dans la simulation est de la roche standard de densité  $2.65 \text{ g cm}^{-3}$  avec un rapport numéro atomique sur masse atomique  $\langle Z/A \rangle = 0,50$  [127]. Le flux différentiel des neutrons produits dans la roche est présenté sur la figure 9.9.

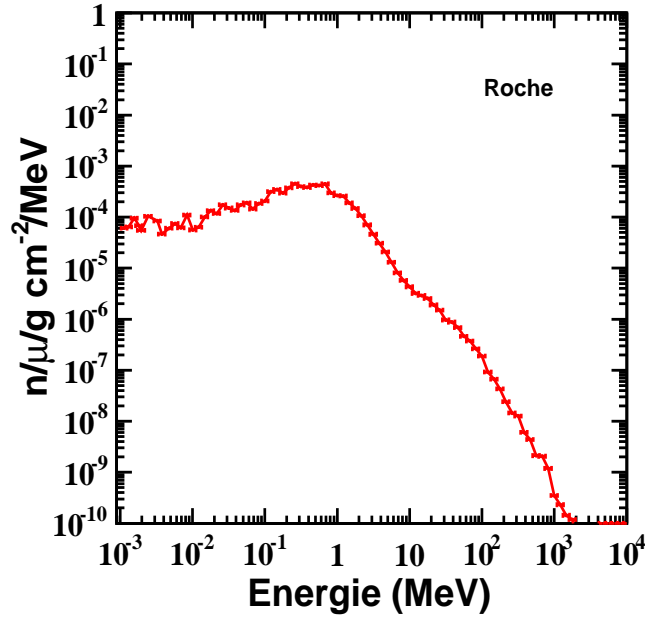
Dans l'objectif d'estimer le flux de neutrons induits par l'interaction des muons dans la roche pénétrant dans le souterrain, une hypothèse sur l'épaisseur effective de roche entourant la cavité dans laquelle est placé le détecteur a été faite. Une épaisseur de 10 m a été choisie. Cette valeur est conservative. Les résultats des simulations présentées dans [176] montrent que plus de 99% des neutrons arrivant dans la cavité sont produits à l'intérieur d'une enveloppe de 3 m de roche dans le LSM. Pour calculer le flux de neutrons induit par la roche atteignant le détecteur, on fait l'approximation que le flux de muons donnant naissance aux neutrons dans la roche est celui mesuré dans le LSM. On obtient en intégrant sur la plage en énergie des neutrons produits à partir de 1 keV, le flux de neutrons induit par la roche  $\Phi_{n \text{ induit}}|_{\text{Roche}}$  :

$$\Phi_n^{\text{induit}}|_{\text{Roche}} = (5,44 \pm 0,01) \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (9.2)$$

L'estimation du flux de neutrons induits par la roche est essentielle car ce dernier est de l'ordre de grandeur de celui produit dans le plomb. Des simulations précises tenant compte de la localisation du détecteur dans la cavité sont nécessaires pour estimer l'angle solide sous lequel ce dernier voit le flux de neutrons induits par la couverture rocheuse et déterminer celui atteignant le détecteur. L'estimation réalisée ici sur le flux de neutrons induits dans la roche ne tient compte que de ceux produits par les muons et non de ceux induits par la fission spontanée et les réactions  $(\alpha, n)$  dues à la présence des noyaux d'uranium et de thorium présents dans la roche.

Blindages	Paraffine (50 cm)	Plomb (20 cm)
$\Phi_n^{\text{induit}} (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1})$	$(3,79 \pm 0,29) \times 10^{-11}$	$(5,86 \pm 0,01) \times 10^{-9}$

**TAB. 9.1** – Flux de neutrons induits intégrés pour des blindages de paraffine (50 cm) et de plomb (20 cm). Le seuil en énergie des neutrons produits est de 1 keV.



**FIG. 9.9** – Spectre différentiel en énergie (MeV) des neutrons produits par les muons dans la roche standard de rapport  $\langle Z/A \rangle = 0,50$  [127].

### 9.4.3 Taux de faux événements dans MIMAC-He3 dû aux neutrons induits

Pour estimer le taux de faux événements engendrés par les neutrons produits par l'interaction des muons énergétiques dans le blindage de plomb, le flux de neutrons induit utilisé est celui donné dans le tableau 9.1. Une simulation Geant4 a été réalisée pour calculer le taux de recul nucléaire induit dans MIMAC-He3. L'énergie des neutrons incidents est générée aléatoirement suivant la distribution donnée sur la figure 9.8 dans le cas du plomb. Le critère énergétique avec anti-coïncidence est alors appliqué aux neutrons induits. Ceci permet d'obtenir  $T_n^{\text{induits}}|_{\text{BDF}}$ , le taux de faux événements engendré par les neutrons produits par l'interaction des muons cosmiques dans le blindage de plomb :

$$T_n^{\text{induits}}|_{\text{BDF}} = 6,2 \times 10^{-4} \text{ jour}^{-1} \text{ kg}^{-1} \quad (9.3)$$

Cette source de faux événement  $\tilde{\chi}$  engendre un taux non négligeable même s'il reste inférieur à ceux induits par les neutrons rapides présents dans la cavité ou les rayons  $\gamma$  de la radioactivité naturelle (cf. Chapitre 8). Néanmoins, il est essentiel d'estimer ce bruit de fond car il deviendra extrêmement gênant pour les expériences de détection directe atteignant des sensibilités toujours plus importantes.

Dans le cadre de la recherche de matière sombre non-baryonique, on retiendra de ce chapitre que l'estimation du taux de faux événements engendré par les neutrons induits par l'interaction des muons

cosmiques de hautes énergies (270 GeV) montre que ce dernier devient important pour les expériences de détection directe de matière sombre non-baryonique. Le spectre de neutrons créés à l'intérieur des détecteurs s'étend jusqu'à plusieurs GeV. On remarque, à ce stade, qu'un compromis semble devoir être trouvé pour l'épaisseur du blindage de plomb. L'augmentation de l'épaisseur de plomb conduit à une diminution du flux de rayons  $\gamma$  à l'entrée du détecteur mais engendre un flux de neutrons d'autant plus important. L'estimation des flux de neutrons induits est cruciale pour être à même de tester plus encore l'espace des modèles SUSY proposant des neutralinos  $\tilde{\chi}$  de sections efficaces d'interaction inférieures à  $10^{-2}$  pb dans le cas de l'interaction axiale. Le chapitre suivant présente les potentialités du détecteur MIMAC-He3 en termes de recherche de matière sombre supersymétrique par détection directe axiale et sa complémentarité avec les détections directes scalaires et indirectes.



## **Quatrième partie**

# **Phénoménologie de la détection de neutralinos $\tilde{\chi}$ avec l' $^3\text{He}$**





## Chapitre 10

# Phénoménologie de la détection de matière sombre supersymétrique avec MIMAC-He3

### Sommaire

9.1	Motivations . . . . .	174
9.2	Interaction des muons de hautes énergies . . . . .	175
9.3	Flux de neutrons induits par les muons . . . . .	178
9.4	Bruit de fond engendré par les neutrons induits par les muons énergétiques pour MIMAC-He3 . . . . .	183

Après avoir estimé les contributions des différents bruits de fond à la détection directe de matière sombre non-baryonique (Chapitres 8 et 9), ce chapitre présente les potentialités de MIMAC-He3 pour la détection directe de neutralino  $\tilde{\chi}$  par interaction axiale. Une étude phénoménologique a été réalisée dans le cadre de modèles supersymétriques (SUSY) effectifs avec la code DarkSUSY, pour déterminer le taux d'événements  $\tilde{\chi}$  dans MIMAC-He3. Ce dernier sera confronté au taux de bruit de fond et il sera mis en évidence que MIMAC-He3 permet d'avoir un taux de signal supérieur à celui du bruit de fond dans de nombreux modèles SUSY. La complémentarité de ce détecteur à  $^3\text{He}$ , sensible à l'interaction axiale du neutralino  $\tilde{\chi}$ , avec les détections directes scalaires et indirectes (télescopes à neutrinos) sera mise en relief. Dans la dernière section, une étude comparative entre les diverses expériences sensibles à l'interaction axiale sera détaillée dans un cadre théorique indépendant d'un modèle de WIMP donné. Ce travail a été publié dans [177].

## 10.1 Définition du cadre phénoménologique

### 10.1.1 Le code DarkSUSY

Le code DarkSUSY est un code public [178] permettant de calculer les propriétés du neutralino le plus léger, noté  $\tilde{\chi}$  ci-après, comme particule constituant la matière sombre supersymétrique. Il permet de calculer la densité relique de neutralino  $\tilde{\chi}$  dans l'Univers actuel en tenant compte des résonances, des seuils de production de paires et des coannihilations. Les contraintes sur accélérateurs et sur la densité relique de neutralino  $\tilde{\chi}$  peuvent être appliquées pour identifier les neutralinos constituant des candidats viables à la matière sombre froide. Ce code permet de calculer des signaux astrophysiques variés comme le taux d'événement neutralino  $\tilde{\chi}$  pour la détection directe et les flux de neutrinos de hautes énergies provenant du Soleil par exemple pour la détection indirecte.

### 10.1.2 Le modèle supersymétrique effectif

Un jeu de paramètres minimal a été utilisé dans le cadre d'un modèle supersymétrique minimal (MSSM) effectif sans unification des jauginos de U(1) et SU(2) à l'échelle de grande unification (GUT). L'espace des paramètres supersymétriques est basé sur les paramètres indépendants suivants définis à l'échelle électrofaible :

$$M_2, \mu, M_0, M_A, \tan \beta, A_{t,b}, R \quad (10.1)$$

où  $M_2, \mu, M_0$  sont respectivement les paramètres de masses des jauginos, higgsinos et scalaires.  $M_A$  est la masse du Higgs pseudo-scalaire,  $\tan \beta$  le rapport des valeurs espérées dans le vide du doublet de Higgs,  $A_{t,b}$  sont les valeurs des couplages trilineaires et  $R$  le rapport entre les masses  $M_1$  et  $M_2$  des jauginos de U(1) et SU(2). Dans ce chapitre, on appelle modèle SUSY, un jeu de valeurs pour les paramètres définis dans 10.1.

La contrainte entre  $M_1$  et  $M_2$  est relâchée par l'introduction du paramètre libre  $R$ ,  $M_1 \equiv R M_2$ , qui permet d'avoir accès à une classe de modèles appelés *non-universaux*. La limite inférieure sur la masse de neutralino  $\tilde{\chi}$  obtenue à l'aide de la relation standard à l'échelle électrofaible,  $M_1 = 5/3 \tan^2 \theta_W M_2 \simeq 0.5 M_2$ , est ainsi relâchée. La limite fixée par LEP2 [6],  $M_{\tilde{\chi}} \geq 36 \text{ GeV}/c^2$ , n'est alors plus valide. Dans le but d'explorer l'existence probable de neutralinos plus légers, des modèles supersymétriques ont été étudiés où  $M_1$  et  $M_2$  sont considérés comme des paramètres libres [179]. Le cas non-universel, i.e., sans unification des masses des jauginos à l'échelle GUT, peut être étudié avec  $R < 0.5$  [180, 181, 90]. Le neutralino  $\tilde{\chi}$  peut ainsi être plus léger que dans les scénarii avec unification des masses des jauginos [181]. Dans le cas non universel, la limite inférieure existe quelle que soit la valeur de  $R$ , mais diminue quand  $R < 0.5$ , devenant ainsi  $M_{\tilde{\chi}} \gtrsim R \times M_{\chi^\pm}$ . Les neutralinos les plus légers sont typiquement obtenus dans les modèles associés à  $M_1 \ll M_2, \mu$  avec une fraction de higgsino significative pour obtenir des sections efficaces dépendantes du spin relativement importantes.

### 10.1.3 Balayage de l'espace SUSY

Un large balayage de l'espace des paramètres SUSY définis par 10.1 a été effectué avec le code DarkSUSY dans lequel j'ai implémenté la possibilité d'étudier les scénarii non-universaux par l'intermédiaire du paramètre  $R$ . Les plages en énergie dans lesquelles les différents paramètres définis à l'échelle électrofaible varient, sont présentées dans le tableau 10.1. Ce balayage porte sur un nombre total de modèles de l'ordre de  $25 \times 10^6$ . Il inclut le schéma classique constitué des modèles dits *universaux*, dans lequel les masses des jauginos de  $U(1)$  et  $SU(2)$  sont unifiées à l'échelle GUT, et pour lesquels  $R = 5/3 \tan^2 \theta_W \simeq 0,5$  à l'échelle électrofaible.

Paramètres	Valeur minimum	Valeur maximum	Nombre de pas
$M_0$ (GeV/ $c^2$ )	100	1000	11
$M_2$ (GeV/ $c^2$ )	50	1000	20
$M_A$ (GeV/ $c^2$ )	100	1000	11
$ \mu $ (GeV/ $c^2$ )	50	1000	20
		$\text{sgn}(\mu)=\pm 1$	
$\tan \beta$	5	60	12
$R$	0.01	0.5	10
		$A_{t,b} = 0$	

**TAB. 10.1** – Balayage de l'espace des paramètres SUSY. Le départ de l'unification de jauginos de  $U(1)$  et  $SU(2)$  à l'échelle GUT est obtenu à l'aide du paramètre  $R$  qui permet d'étendre la classe de modèles généralement étudiés.

### 10.1.4 Les contraintes expérimentales utilisées

Des contraintes expérimentales sont appliquées sur les modèles SUSY obtenus pour ne conserver que ceux qui satisfont :

- aux limites fixées par les expériences sur accélérateurs sur les masses des particules SUSY (cf. 2.5),
- aux limites indirectes provenant du moment magnétique anomal du muon  $a_\mu$  et de la désintégration rare  $b \rightarrow s + \gamma$  (cf. 2.5), et
- à la densité relique de neutralino  $\Omega_{\tilde{\chi}}$ , autorisée.

L'intervalle autorisé pour la densité relique de neutralinos  $\tilde{\chi}$  est :

$$0.02 \leq \Omega_{\tilde{\chi}} h^2 \leq 0.15 \quad (10.2)$$

La valeur donnée par WMAP à  $2\sigma$  concernant la densité relique de matière sombre froide ( $\Omega_{CDM}$ ) est comprise entre 0.094 et 0.129 [19]. La borne supérieure fixée dans notre étude correspond à la valeur

centrale donnée par WMAP à  $\sim 4.5 \sigma$  dans le cas d'une approximation gaussienne. La densité relique est contrainte dans la plage ci-dessus pour tenir compte de différents effets. Tout d'abord, il a été montré [182] qu'une incertitude dans le calcul de la densité relique peut être importante (pour tous les codes SUSY). Des différences de masses des particules SUSY de 1% conduisent à des désaccords jusqu'à 10% dans le calcul de la densité relique. Ces derniers peuvent être encore plus importants suivant la région de l'espace des paramètres SUSY [182]. La borne inférieure utilisée permet de conserver les modèles qui fournissent une densité relique non négligeable, c'est-à-dire les neutralinos qui contribuent significativement à la matière sombre froide sans pour autant en constituer l'intégralité. L'intervalle choisi permet ainsi de conserver les modèles SUSY produisant une densité relique de neutralinos contribuant de manière importante à la matière sombre froide.

Une masse limite sur la masse du  $\tilde{\chi}$  peut être obtenue à partir de la borne supérieure sur la densité relique  $\Omega_{\tilde{\chi}}$ , celle-ci étant qualitativement inversement proportionnelle à la racine carrée de  $M_{\tilde{\chi}}$  [181]. Elle est estimée à  $M_{\tilde{\chi}} \gtrsim 6 \text{ GeV}/c^2$  [181, 90].

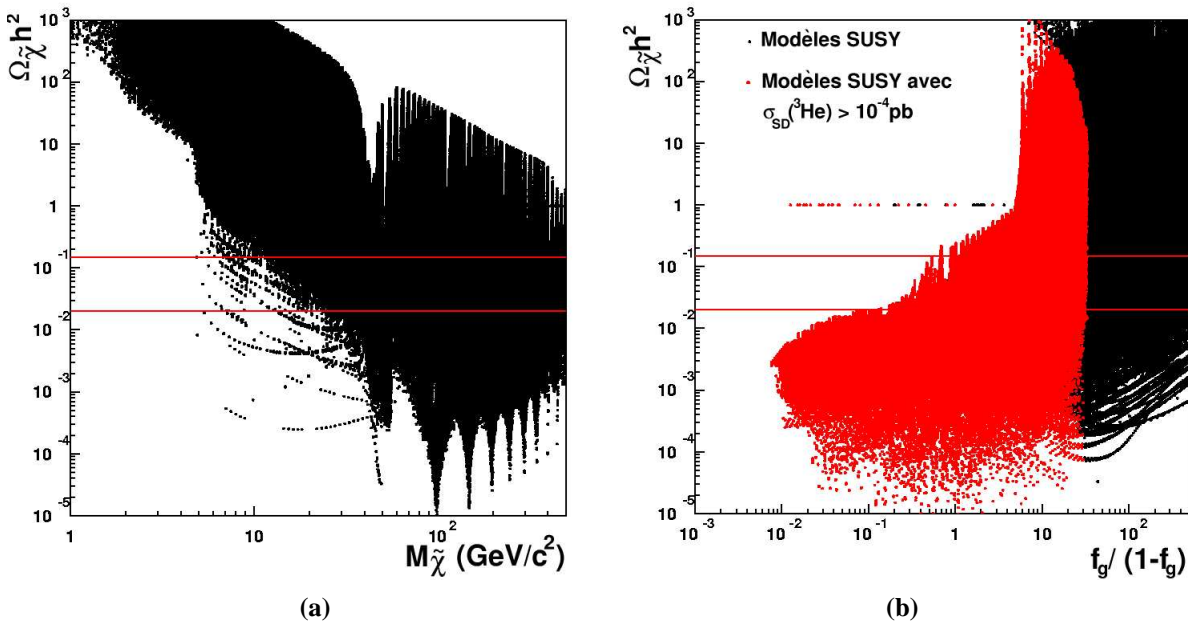
La figure 10.1 présente la densité relique  $\Omega_{\tilde{\chi}}$  en fonction de la masse du neutralino  $M_{\tilde{\chi}}$  (a) et de la composition du neutralino  $\tilde{\chi}$  (b) caractérisée par la variable  $f_g/(1-f_g)$ ,  $f_g$  étant la fraction de jaugino composant le neutralino (cf. équation 2.14). La région limitée par les deux droites horizontales sélectionne les modèles SUSY d'intérêt cosmologique (cf. équation 10.2). La densité relique obtenue varie sur plusieurs ordres de grandeur en fonction de  $M_{\tilde{\chi}}$ . On remarque que les limites imposées à  $\Omega_{\tilde{\chi}}$  permettent d'estimer une limite inférieure sur la masse du neutralino  $M_{\tilde{\chi}}$  pour qu'il soit cosmologiquement intéressant. Dans l'espace des paramètres défini pour notre étude (cf. tableau 10.1), celle-ci est de l'ordre de  $5 \text{ GeV}/c^2$ . On observe une diminution de la densité relique pour  $M_{\tilde{\chi}} \sim 40 \text{ GeV}/c^2$ . Ceci est expliqué par l'annihilation de deux neutralinos  $\tilde{\chi}$  via l'échange d'un boson Z qui induit une diminution de  $\Omega_{\tilde{\chi}}$  pour  $M_{\tilde{\chi}} \simeq M_Z/2$ . Sur le graphique (b), les faibles (respectivement grandes) valeurs de  $f_g/(1-f_g)$  correspondent à des neutralinos de type higgsinos (respectivement jauginos). La densité relique dépend fortement de la composition du neutralino. Les modèles SUSY fournissant des sections efficaces dépendantes du spin sur  $l^3\text{He}$  ( $\sigma_{\text{SD}}(^3\text{He})$ ) supérieures à  $10^{-4} \text{ pb}$  sont tracés en rouges. Pour obtenir des sections efficaces dans MIMAC-He3 importantes, il est nécessaire que le neutralino ait une fraction de higgsino non négligeable. Pour  $\sigma_{\text{SD}}(^3\text{He}) > 10^{-4} \text{ pb}$ , la fraction minimale de higgsino est de 5%.

## 10.2 Détection directe de neutralinos $\tilde{\chi}$ avec $l^3\text{He}$ .

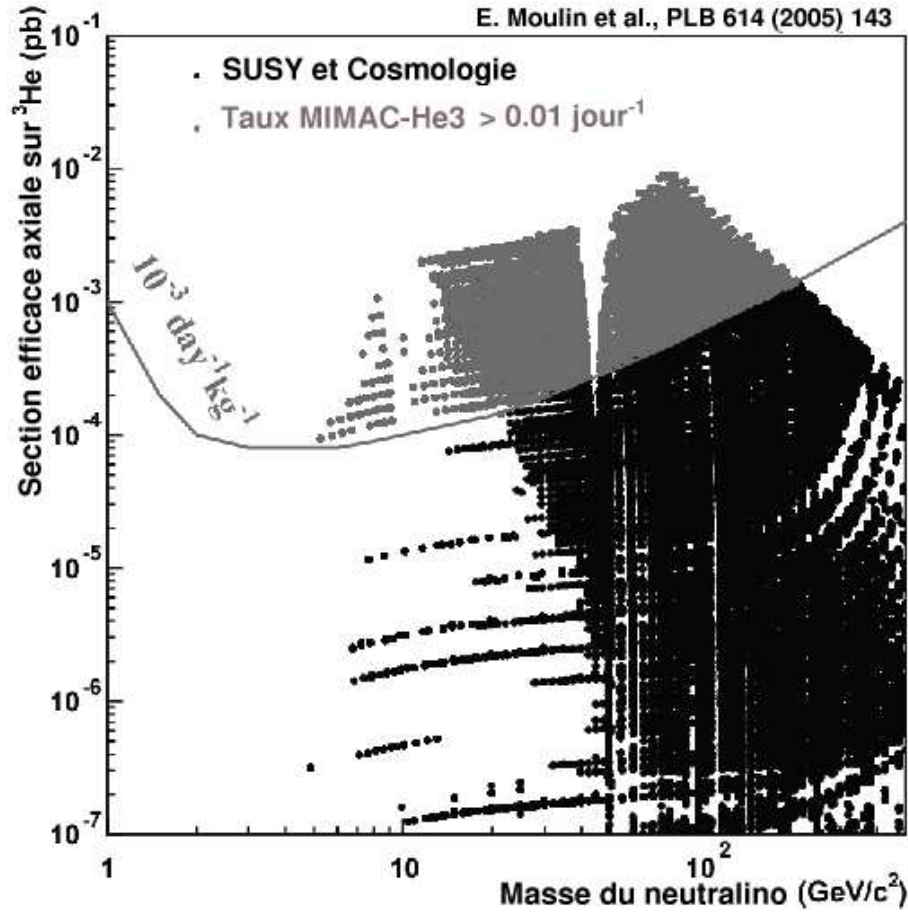
### 10.2.1 Section efficace axiale $\tilde{\chi}$ - $^3\text{He}$ et taux d'événement $\tilde{\chi}$ dans MIMAC-He3

Le neutralino  $\tilde{\chi}$  étant un fermion de Majorana, il ne peut interagir avec la matière que par interaction scalaire par l'échange de Higgs  $H, h$  (voie t) ou de squarks  $\tilde{q}$  (voie s), et l'interaction axiale via l'échange d'un boson Z (voie t) ou de squarks (voie s).  $l^3\text{He}$  étant un noyau de spin 1/2, il est sensible à l'interaction axiale, celle-ci s'annulant dans le cas de noyaux pairs. D'autre part, celle-ci est dominante sur l'interaction scalaire pour les noyaux légers comme  $l^3\text{He}$ , comme détaillé dans le chapitre 3.

La section efficace d'interaction axiale  $\tilde{\chi}$ - $^3\text{He}$  a été évaluée avec le code DarkSUSY dans l'intégralité de l'espace des paramètres (tableau 10.1) avec l'expression donnée par l'équation 3.13 ainsi que le taux d'événement  $\tilde{\chi}$  évalué pour un détecteur de 10 kg d' $^3\text{He}$ . Les valeurs des paramètres astrophysiques, la densité locale de matière sombre  $\rho_0$  et la vitesse des neutralinos  $v_0$ , sont données dans la section 3.2. Le taux d'événement obtenu est alors comparé avec celui du bruit de fond dont la valeur utilisée :  $10^{-3}\text{jour}^{-1}\text{kg}^{-1}$ . D'après les études menées dans les chapitres 8 et 9, cette valeur tient compte de l'ordre de grandeur des bruits de fonds engendrés par les neutrons, les rayons  $\gamma$  et les muons. Le résultat est présenté sur la figure 10.2 dans le plan de la section efficace axiale sur l' $^3\text{He}$  (pb) en fonction de la masse du neutralino  $\tilde{\chi}$  ( $\text{GeV}/c^2$ ) pour les modèles SUSY satisfaisant aux contraintes sur accélérateurs et fournissant une densité relique de neutralinos  $\tilde{\chi}$  dans la plage d'intérêt cosmologique (cf. équation 10.2). Celles-ci conduisent à un nombre de modèles viables de  $\sim 4 \times 10^5$ . La courbe d'exclusion projetée correspondant à un bruit de fond de  $10^{-3}\text{jour}^{-1}\text{kg}^{-1}$  est tracée avec un seuil en énergie pour MIMAC-He3 de 1 keV. Il est intéressant de remarquer que cette valeur constitue un bruit de fond ultime pour un détecteur avec 10 kg d' $^3\text{He}$ . En effet, il correspond à  $\sim 3$  événements par an. Les modèles dits *accessibles* sont au-dessus de la courbe d'exclusion de MIMAC-He3. Leur nombre est de l'ordre de  $1.7 \times 10^5$ .



**FIG. 10.1** – Densité relique de neutralino  $\Omega_{\tilde{\chi}} h^2$  en fonction de la masse du neutralino  $M_{\tilde{\chi}}$  (a) pour les modèles SUSY obtenus dans l'espace des paramètres défini dans le tableau 10.1. La région située à l'intérieur des deux droites horizontales définit les modèles SUSY d'intérêt cosmologique. La densité relique de neutralino  $\Omega_{\tilde{\chi}} h^2$  (points noirs) est présentée en fonction de la composition du neutralino  $f_g/(1-f_g)$  (b).  $f_g$  correspond à la fraction de jaugino. Seuls les modèles SUSY qui fournissent une section efficace dépendante du spin supérieure à  $10^{-4}$  pb, sont représentés (points rouges).



**FIG. 10.2** – Section efficace axiale sur  $l'^3\text{He}$  (pb) en fonction de la masse du neutralino ( $\text{GeV}/c^2$ ). Les modèles SUSY satisfaisant les contraintes sur accélérateurs et cosmologique sont présentés (points noirs). La projection de la courbe d'exclusion pour MIMAC-He3 (courbe en trait plein) pour un bruit de fond de  $10^{-3} \text{ jour}^{-1} \text{ kg}^{-1}$  est tracée permettant de définir les modèles accessibles à MIMAC-He3 (points rouges).

$l'^3\text{He}$  étant un noyau léger associé à un seuil en énergie faible, le détecteur MIMAC-He3 permet d'avoir accès à des masses de neutralinos  $\tilde{\chi}$  jusqu'à  $\sim 5 \text{ GeV}/c^2$ . Lorsque la masse du  $\tilde{\chi}$  approche  $40 \text{ GeV}/c^2$ , la section efficace axiale diminue soudainement. La section efficace d'annihilation de neutralinos a une résonance à la masse du boson Z ce qui conduit à une diminution de la densité relique de neutralinos de masses  $\sim M_Z/2$ . Cette résonance dans la section efficace d'annihilation conduit à une diminution de la densité relique de neutralinos. Ces modèles sont alors exclus par le critère imposé sur  $\Omega_{\tilde{\chi}}$  car ils conduisent à une densité trop faible. Le maximum de section efficace est obtenue pour une masse  $\sim 90 \text{ GeV}/c^2$  et décroît ensuite avec l'augmentation de la masse du  $\tilde{\chi}$ .

### 10.2.2 Complémentarité de MIMAC-He3 avec la détection directe scalaire

L'étude menée a permis d'investiguer la complémentarité entre les interactions axiales et scalaires pour la recherche de matière sombre supersymétrique, cette dernière interaction étant largement exploitée par les détecteurs existants. Pour comparer les potentialités de MIMAC-He3 par rapport aux détecteurs sensibles à l'interaction scalaire, les modèles accessibles à MIMAC-He3 ont été projetés dans le plan de la section efficace scalaire sur le proton (pb) en fonction de la masse du neutralino  $\tilde{\chi}$  ( $\text{GeV}/c^2$ ). Dans le cadre théorique décrit précédemment, la section efficace scalaire sur le proton a été calculée pour tous les modèles de l'espace des paramètres SUSY. La figure 10.3 présente la section efficace scalaire sur le proton (pb) en fonction de la masse du neutralino  $\tilde{\chi}$  ( $\text{GeV}/c^2$ ) pour les modèles satisfaisant aux contraintes cosmologique et sur accélérateurs. Les modèles accessibles à MIMAC-He3 sont projetés dans ce plan (points rouges). Une branche horizontale est observée vers des masses de  $\tilde{\chi}$  jusqu'à  $5 \text{ GeV}/c^2$  associées à des sections efficaces de  $\sim 10^{-5}$  pb. Les modèles fournissant des sections efficaces plus faibles induisent des valeurs de  $\Omega_{\tilde{\chi}}$  trop faibles.

Il est important de remarquer en premier lieu que les valeurs des sections efficaces scalaire et axiale peuvent être extrêmement différentes pour un jeu de paramètres donné. Des modèles accessibles à MIMAC-He3 correspondent à des sections efficaces dépendantes du spin supérieures à  $\sim 10^{-4}$  pb alors qu'ils induisent des sections efficaces scalaires qui peuvent atteindre dans certains cas  $\sim 10^{-12}$  pb. Ceci semble indiquer une absence de corrélation entre les deux types d'interaction. Les courbes d'exclusion de détecteurs existants (CDMS [183], Edelweiss [184]) ont été tracées (traits pleins). De nombreux modèles se trouvent en dessous des courbes d'exclusion des détecteurs existants alors qu'ils fournissent un taux d'événements dans MIMAC-He3 supérieur au taux de bruit de fond.

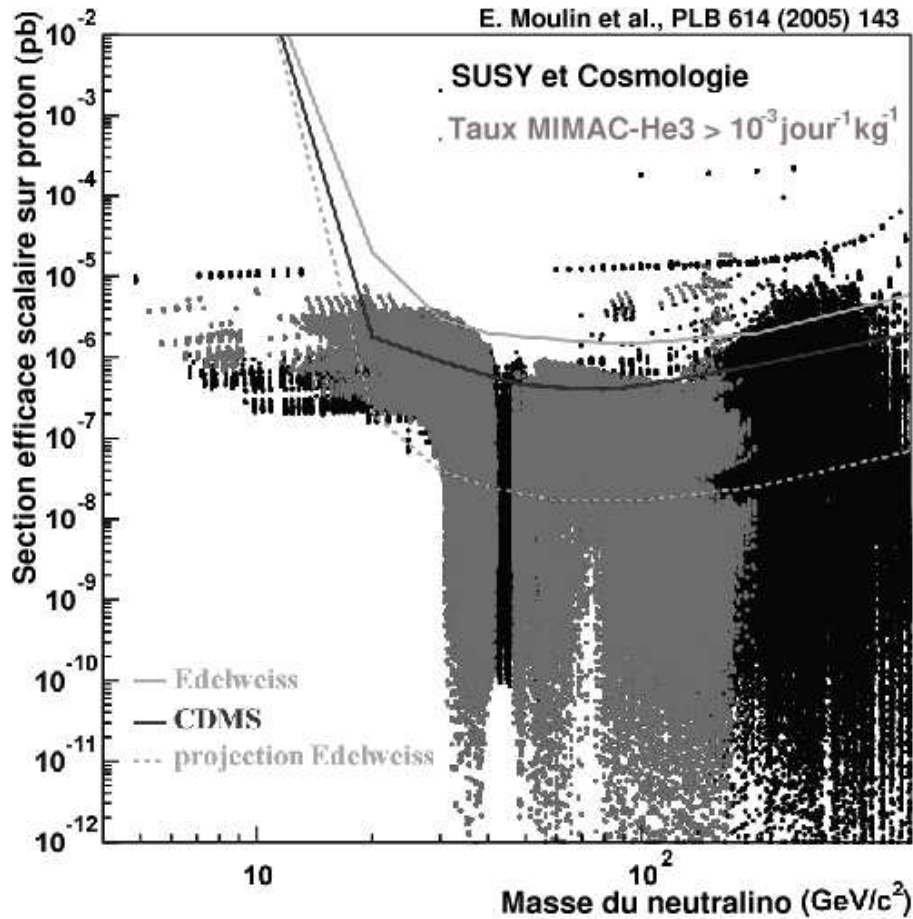
D'autre part, pour ces détecteurs, l'effet du seuil en énergie survient pour des masses de neutralinos de  $\sim 20 \text{ GeV}/c^2$ . Ceci conduit à une perte de sensibilité importante pour les masses inférieures. Une large partie des neutralinos légers,  $M_{\tilde{\chi}} \lesssim 20 \text{ GeV}/c^2$ , échappent à la détection de CDMS et Edelweiss alors que cette population est accessible à MIMAC-He3. La projection de la courbe d'exclusion pour Edelweiss avec une masse de germanium  $\sim 30 \text{ kg}$  est présentée (pointillés). Les modèles visibles par MIMAC-He3 restent hors de portée même dans le cas de détecteurs très massifs. Ce point crucial souligne la complémentarité entre la détection directe axiale et scalaire de matière sombre non-baryonique.

### 10.2.3 Complémentarité de MIMAC-He3 avec la détection indirecte

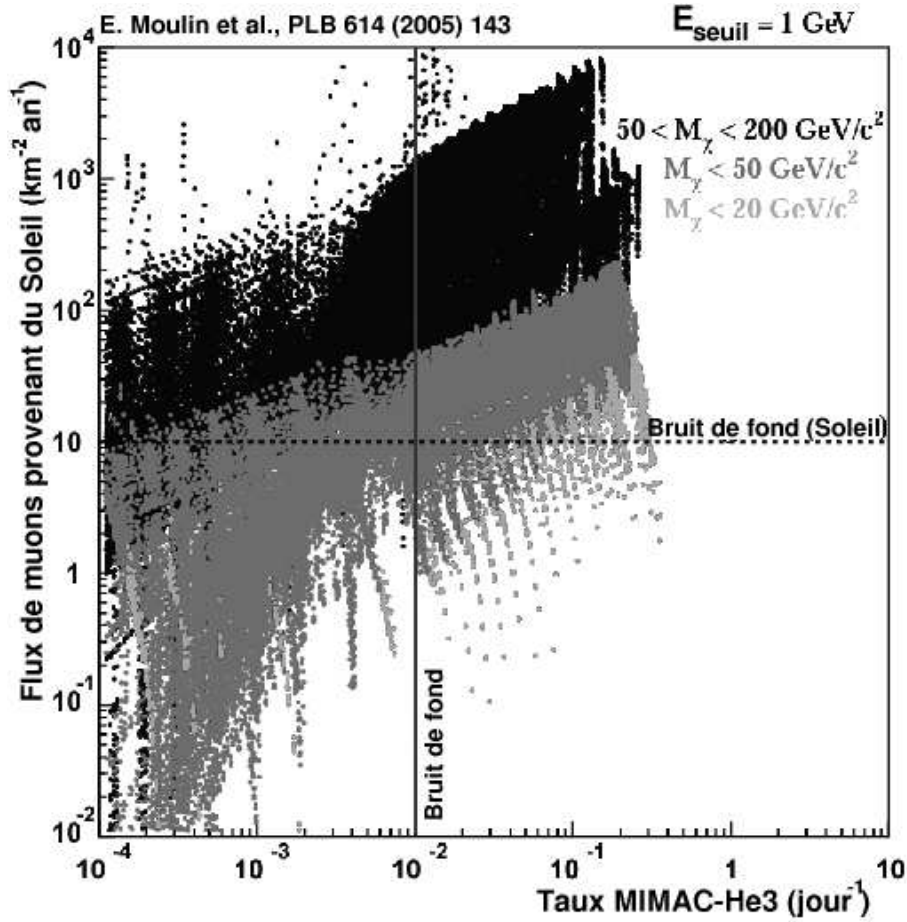
Les techniques de détection indirecte sont basées sur la mesure de flux de particules ( $e^+$ ,  $\gamma$ ,  $\bar{p}$ ,  $\bar{D}$ ,  $\nu$ ) induites par l'annihilation par paires de neutralinos  $\tilde{\chi}$ . En effet, les neutralinos peuvent être capturés gravitationnellement dans les objets célestes comme la Terre ou le Soleil et s'annihiler par exemple en neutrinos très énergétiques. Les signaux provenant de la Terre devraient être corrélés avec la détection directe scalaire étant donné la présence de noyaux pair-pair entrant dans sa composition alors que ceux provenant du Soleil étant composés à la fois de noyaux pairs et impairs (77% H, 20% He) devraient être corrélés avec les deux types d'interaction. Dans le cadre phénoménologique décrit précédemment,



la complémentarité de MIMAC-He3 avec les télescopes à neutrinos comme ANTARES [115] ou Ice-Cube [114] a été étudiée. Le résultat est présenté en terme de flux de muons ascendants avec un seuil en énergie de 1 GeV. Ce dernier est celui de la prochaine génération de télescopes à neutrinos de taille de l'ordre du  $\text{km}^2$ . Les derniers résultats donnent un seuil de  $\sim 25$  GeV. La figure 10.4 présente le flux de muons provenant du Soleil ( $\text{km}^{-2}\text{an}^{-1}$ ) en fonction du taux d'événement  $\tilde{\chi}$  dans MIMAC-He3 ( $\text{jour}^{-1}$ ) pour un détecteur de 10 kg pour différentes plages en masse du neutralino  $\tilde{\chi}$ . Le bruit de fond utilisé pour les télescopes à neutrinos est de  $10 \text{ km}^{-2}\text{an}^{-1}$  et le seuil en énergie de 1 GeV. Ce bruit de fond provient des rayons cosmiques qui interagissent dans la couronne du Soleil [116]. Pour comparaison, les derniers résultats de Super-Kamiokande sur les flux de muons ascendants induits par les WIMPs en provenance du Soleil (pour un WIMP de  $50 \text{ GeV}/c^2$ ) est de  $\sim 1.6 \times 10^3 \text{ km}^{-2}\text{an}^{-1}$  avec un seuil pour



**FIG. 10.3** – Section efficace scalaire sur proton (pb) en fonction de la masse du neutralino ( $\text{GeV}/c^2$ ). Les modèles SUSY satisfaisant à la fois les contraintes sur accélérateurs et cosmologique sont présentés (points noirs). Les modèles accessibles par MIMAC-He3 sont projetés (points rouges). Les courbes d'exclusion des expériences CDMS [183] et Edelweiss [184] (traits pleins) sont tracées ainsi que la projection limite d'Edelweiss (pointillés).



**FIG. 10.4** – Flux de muons ascendants provenant du Soleil ( $\text{km}^{-2}\text{an}^{-1}$ ) en fonction du taux de neutralinos dans MIMAC-He3 ( $\text{jour}^{-1}$ ) pour différentes plages en masses des neutralinos. Le seuil en énergie pour les muons est de 1 GeV. Le bruit de fond provenant des neutrinos énergétiques produits dans la couronne solaire [116] (tirets) et celui pour MIMAC-He3 sont indiqués.

la masse du neutralino de  $18 \text{ GeV}/c^2$  [185]. Les valeurs utilisées ici permettent ainsi d’investiguer les potentialités des futurs télescopes à neutrinos. Dans le cas du détecteur MIMAC-He3, le niveau de bruit de fond est considéré à  $10^{-3} \text{ jour}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ . Quatre régions se distinguent sur la figure 10.4. Tout d’abord, des modèles donnent des taux d’événements inférieurs aux niveaux de bruits de fond considérés : ces modèles sont inaccessibles. Au contraire, les modèles dans la région en haut à droite de la figure sont visibles par les deux techniques. La région en haut à gauche est caractérisée par les modèles qui seront visibles uniquement par les télescope à  $\nu$ . Les modèles SUSY dans la région en bas à droite ne seront accessibles que par MIMAC-He3. L’augmentation de la masse des neutralinos favorise leur détection par les télescopes à neutrinos. Les neutralinos légers ont tendance à être visibles seulement par MIMAC-He3 car ils impliquent des taux de muons inférieurs au niveau de bruit de fond.

## 10.3 Complémentarités entre les expériences sensibles à l'interaction axiale

### 10.3.1 Introduction au cadre d'étude indépendant d'un modèle de WIMPs

Dans le cas de la comparaison entre les potentialités des expériences sensibles à l'interaction scalaire pour la détection directe, les limites sur les sections efficaces sur les noyaux se convertissent facilement en limites sur la section efficace WIMP-proton. La conversion est simple étant donné que le couplage du WIMP au noyau est proportionnel au carré de la masse du noyau. La comparaison des résultats expérimentaux concernant l'interaction dépendante du spin est plus problématique. Le spin du noyau cible est porté à la fois par les protons et les neutrons, comme le montre l'expression de la section efficace à l'arbre rappelée par l'équation 10.3 :

$$\sigma_A = \frac{32}{\pi} G_F^2 m_r^2 \frac{J+1}{J} (\langle S_p \rangle a_p + \langle S_n \rangle a_n)^2, \quad (10.3)$$

où  $a_{p,n}$  sont respectivement les amplitudes de diffusion sur le proton et le neutron. La conversion à une section efficace WIMP-proton nécessite de supposer une valeur pour le rapport des sections efficaces WIMP-neutron et WIMP-proton. Cependant, ce rapport varie significativement suivant la composition du WIMP incident [102]. La figure 10.5 présente la section efficace dépendante du spin sur le proton sur la section efficace dépendante du spin sur le neutron  $\sigma_p/\sigma_n$  en fonction de la composition du neutralino  $\tilde{\chi}$ ,  $f_g/(1-f_g)$  avec  $f_g$  la fraction de jaugino définie en 2.3.8 et  $1-f_g$  la fraction de higgsino. Tous les modèles SUSY satisfont aux contraintes cosmologiques et sur accélérateurs. On remarque que le rapport  $\sigma_p/\sigma_n$  varie sur plusieurs ordres de grandeur en fonction la composition du neutralino et tout particulièrement dans le cas d'un neutralino-jaugino. La méthode consistant à supposer un rapport constant est donc fortement dépendante de la composition du neutralino. Dans le cas où  $f_g$  est inférieur à 0.2, le rapport  $\sigma_p/\sigma_n$  est de l'ordre de 1.5.

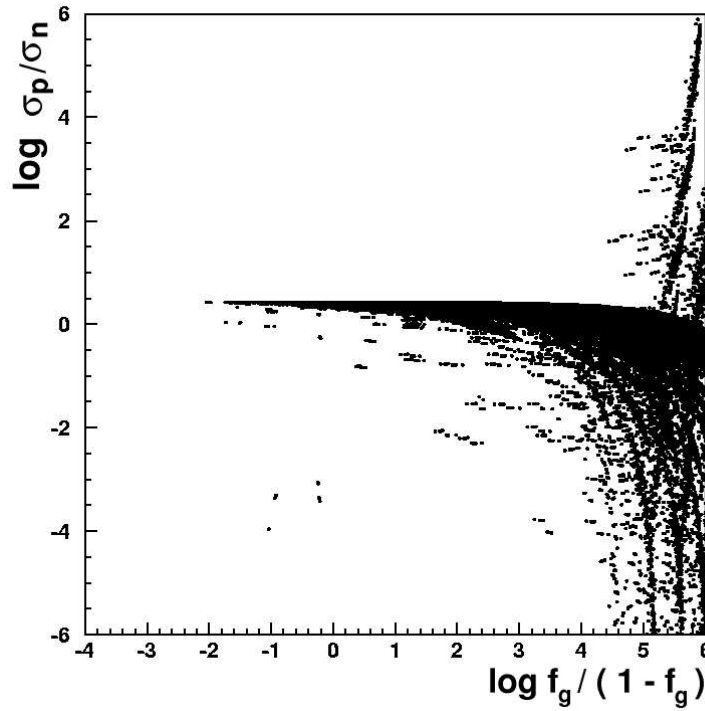
Récemment, une méthode indépendante d'un modèle de WIMP [98] a été développée pour permettre la comparaison entre les différentes expériences de détection directe de matière sombre non-baryonique sensibles à l'interaction axiale comme présenté dans la section suivante.

### 10.3.2 Dans le plan $(a_p, a_n)$

Les résultats des expériences de détection directe fournissent une section efficace limite sur leur noyau cible  $\sigma_A$  en fonction la masse du WIMP. Pour comparer les diverses limites obtenues, une représentation utilisant les amplitudes de diffusion sur le proton  $a_p$  et sur le neutron  $a_n$  permet de s'affranchir des contenus en spin propres à chaque noyau cible. Nous allons voir dans la suite comment obtenir une représentation permettant de comparer les expériences sensibles à l'interaction dépendante du spin dans un cadre d'étude indépendant d'un modèle de WIMP donné.

A l'aide de l'équation 10.3, dans la limite où  $a_n = 0$  (respectivement  $a_p = 0$ ), la section efficace WIMP-nucléon  $\sigma_{p,n}^{lim(A)}$  est donnée par [98] :

$$\sigma_{p,n}^{lim(A)} = \frac{3}{4} \frac{J}{J+1} \frac{\mu_{p,n}^2}{\mu_A^2} \frac{\sigma_A}{\langle S_{p,n} \rangle^2} \quad (10.4)$$



**FIG. 10.5** – Rapport de la section efficace dépendante du spin sur le proton sur la section efficace dépendante du spin sur le neutron  $\sigma_p/\sigma_n$  en fonction de la composition du neutralino  $\tilde{\chi}$ ,  $f_g/1 - f_g$ , pour les modèles SUSY satisfaisant les contraintes cosmologiques et sur accélérateurs.

où  $\mu_{p,n}$  est la masse réduite WIMP-proton (respectivement WIMP-neutron) et  $\sigma_A$  la limite sur la section efficace WIMP-noyau déduite de l'expérience. Comme présenté dans [98], les valeurs permises de  $a_{p,n}$  pour une masse de WIMP donnée dans le cas de détecteurs composés d'un seul noyau actif se trouvent à l'intérieur de la région définie par :

$$a_p \leq -\frac{\langle S_n \rangle}{\langle S_p \rangle} a_n \pm \sqrt{\frac{\pi}{24G_F^2 \mu_p^2} \sigma_p^{lim(A)}}, \quad (10.5)$$

où  $G_F$  est la constante de Fermi.

Dans ce cadre d'étude, les limites d'exclusion sont données dans un espace tridimensionnel :  $a_p$ ,  $a_n$  et  $M_{\tilde{\chi}}$ . Pour une masse de WIMP fixée  $M_{\tilde{\chi}}$ , les courbes d'exclusion sont représentées dans le plan  $(a_p, a_n)$  par un couple de droites parallèles dont le coefficient directeur est donné par le rapport  $-\langle S_n \rangle / \langle S_p \rangle$ . Les valeurs de  $(a_p, a_n)$  autorisées se trouvent dans la région définie à l'intérieur de ces deux lignes. En conséquence, les valeurs des contenus en spin des noyaux cibles sont un point clé pour la détection dépendante de spin. Les valeurs utilisées sont celles présentées dans le tableau 3.1. La figure 10.6 présente les courbes d'exclusion des expériences existantes dans le plan  $(a_p, a_n)$  pour des masses de WIMPs de 20 et 50 GeV/ $c^2$  : CRESST- $^{27}\text{Al}$  [186] (tirets-pointillés), Edelweiss- $^{73}\text{Ge}$  [187] (tirets), SIMPLE- $^{19}\text{F}$  [188]

(pointillés) et ZEPLIN-I- $^{129}\text{Xe}$  [189] (trait plein jaune). La région actuellement exclue (gris foncé) est définie pour chaque masse de WIMPs par l'intersection des courbes d'exclusion les plus contraignantes : CRESST et ZEPLIN. Dans le cas d'une masse de WIMPs de  $20 \text{ GeV}/c^2$ , la contrainte provenant d'Edelweiss n'apparaît plus dans la plage choisie pour  $(a_p, a_n)$ . La projection de MIMAC-He3 (trait plein rouge) permet de contraindre plus encore la région actuellement autorisée définie par la région en gris clair. Seule la région en blanc reste autorisée avec MIMAC-He3. Une vue détaillée du plan  $(a_p, a_n)$  est présentée sur les graphiques au bas de la figure 10.6 pour des masses de 20 et  $50 \text{ GeV}/c^2$ . Seule la région en blanc reste autorisée avec MIMAC-He3.

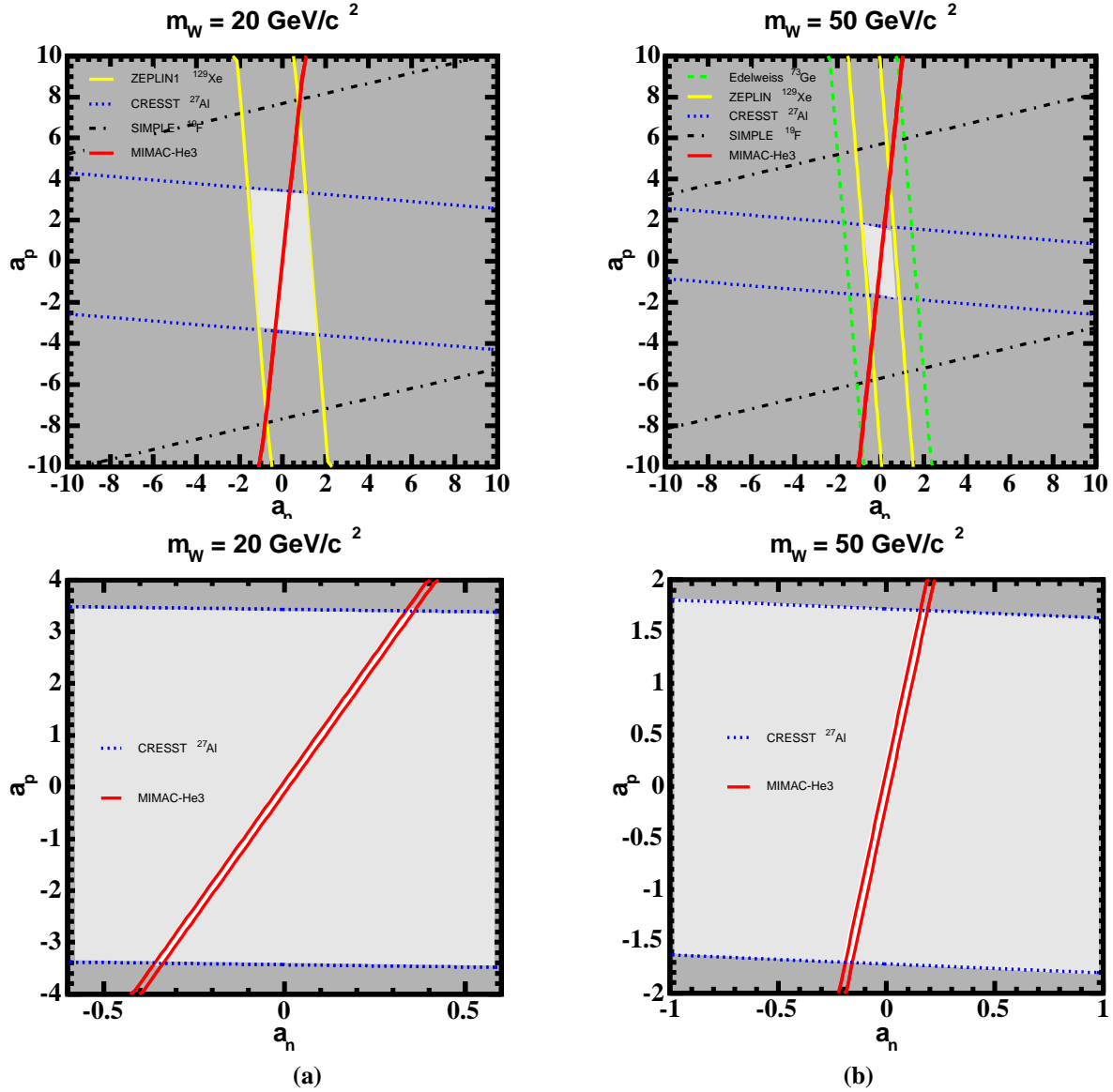
Il est essentiel de remarquer que MIMAC-He3 permettrait de mettre des contraintes plus importantes sur les amplitudes de diffusion  $a_p$  et  $a_n$  et tout particulièrement pour des masses de WIMPs légères pour lesquelles les autres détecteurs sensibles à la diffusion sur le neutron donnent des contraintes plus faibles dues à des effets combinés de seuil en énergie et de masse lourde de noyau cible utilisé. D'autre part, outre le fait de se placer dans un cadre d'étude indépendant d'un modèle de WIMPs, le plan  $(a_p, a_n)$  permet de mettre en relief la complémentarité naturelle entre les détecteurs sensibles à l'interaction dépendante du spin. En particulier, les détecteurs "proton" ( $^{19}\text{F}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{127}\text{I}$ , ...) et "neutron" ( $^3\text{He}$ ,  $^{29}\text{Si}$ ,  $^{73}\text{Ge}$ ,  $^{129}\text{Xe}$ ,  $^{131}\text{Xe}$ , ...) fournissent des contraintes "orthogonales". Plus encore, le signe du rapport  $\langle S_n \rangle / \langle S_p \rangle$  gouverne le signe du coefficient directeur et, par conséquent, un autre type de complémentarité existe entre les détecteurs "neutron" sensibles à l'interaction dépendante du spin suivant la valeur de ce signe.

### 10.3.3 Dans le plan $(\sigma_p, \sigma_n)$

La plage de variation pour les amplitudes de diffusion sur le proton  $a_p$  et sur le neutron  $a_n$  peut s'avérer importante. Les contraintes expérimentales et les modèles SUSY peuvent différer de plusieurs ordres de grandeurs. Une représentation plus adéquate consiste à se placer dans le plan de la section efficace axiale sur le proton  $\sigma_p$  en fonction de la section efficace axiale sur le neutron  $\sigma_n$ . La section efficace  $\sigma_p$  (resp.  $\sigma_n$ ) étant proportionnelle au carré de  $a_p$  (resp.  $a_n$ ), on obtient à l'aide de l'équation 10.5 les courbes d'exclusion données par :

$$\sigma_p \leq \left( \pm \frac{\langle S_n \rangle}{\langle S_p \rangle} \sqrt{\sigma_n} + \sqrt{\sigma_p^{\text{lim}(A)}} \right)^2 \quad (10.6)$$

Deux cas sont à distinguer à ce niveau suivant le signe du rapport  $\langle S_n \rangle a_p / \langle S_p \rangle a_n$  : les interférences constructives (signe +) et destructives (signe -). La figure 10.7 présente le résultat dans le plan  $(\sigma_p, \sigma_n)$  dans le cas destructif (a) et constructif (b) pour des masses de neutralinos de 20 (haut) et  $50 \text{ GeV}/c^2$  (bas). Pour une limite d'exclusion donnée, la région exclue se trouve à l'extérieur du couple de courbes. Tout d'abord, on remarque que pour une expérience donnée, il existe une différence notable entre les deux types d'interférences en terme de contraintes expérimentales. En effet, dans le cas destructif, des modèles SUSY caractérisés à la fois par d'importantes sections efficaces sur le proton et sur le neutron pourraient rester hors de portée pour un noyau cible donné. Ceux-ci correspondent aux modèles se trou-



**FIG. 10.6** – Courbes d'exclusion pour les expériences de détection directe de matière sombre supersymétrique sensibles à l'interaction dépendante du spin dans le plan  $(a_p, a_n)$  pour des masses de WIMPs de 20 (a) et 50  $\text{GeV}/c^2$  (b). Les courbes d'exclusion de CRESST- $^{27}\text{Al}$  [186] (tirets-pointillés), Edelweiss- $^{73}\text{Ge}$  [187] (tirets), SIMPLE- $^{19}\text{F}$  [188] (pointillés) et ZEPLIN-I- $^{129}\text{Xe}$  [189] (trait plein jaune) sont tracées. Les régions en gris foncé actuellement exclues sont définies par l'intersection des courbes d'exclusion les plus contraignantes (CRESST et ZEPLIN-I). La projection de MIMAC-He3 (trait plein rouge) permet de contraindre plus encore cette région conduisant à exclure une partie importante de la région définie en gris clair. Les graphiques (bas) présentent une vue détaillée des masses de WIMPs de 20 (a) et 50  $\text{GeV}/c^2$  (b). Seule la région en blanc reste autorisée avec MIMAC-He3.

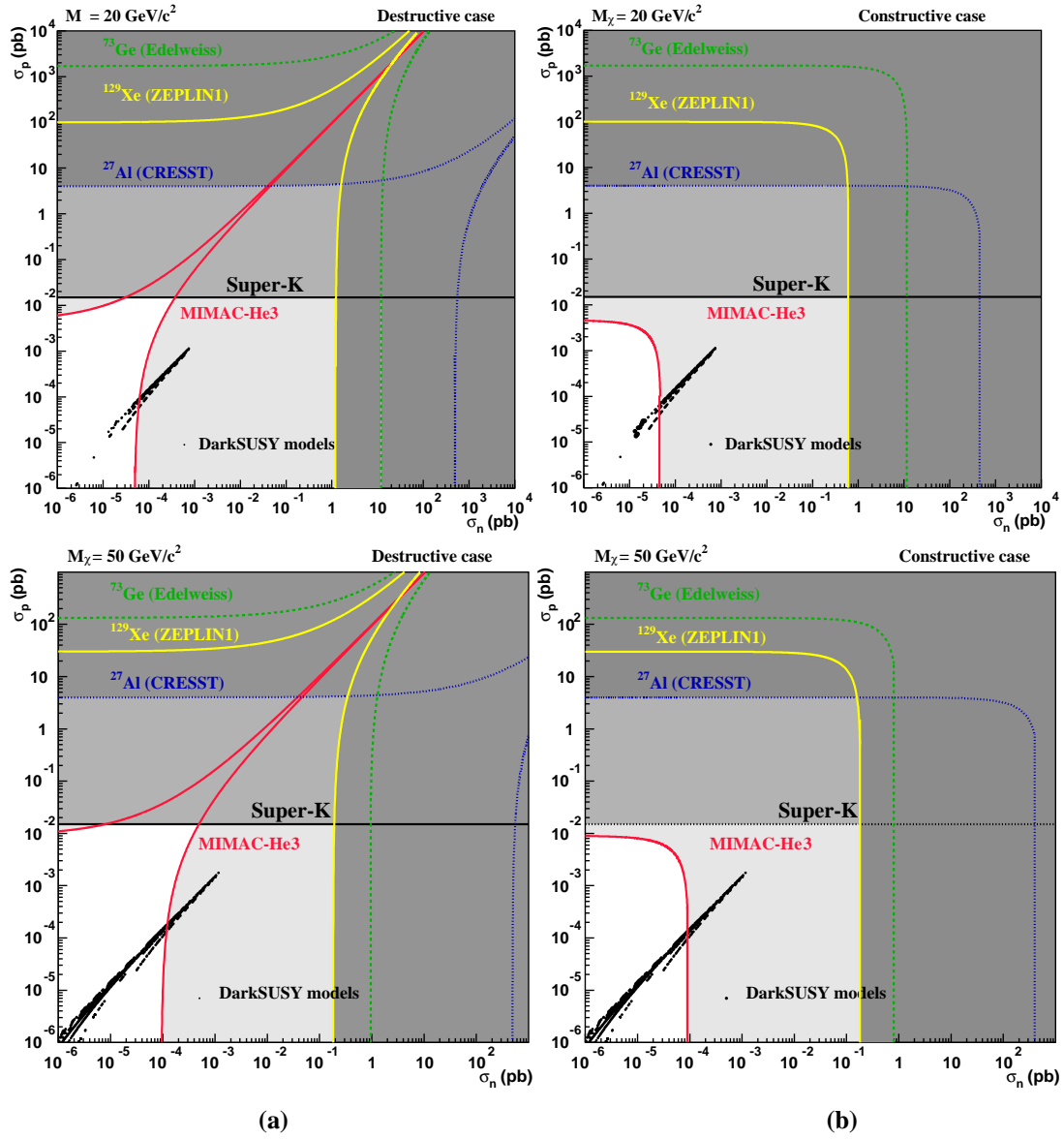
vant à l'intérieur du "tunnel". L'utilisation de contraintes provenant d'expériences utilisant des noyaux cibles de contenus en spin nettement distincts permet de lever cet effet.

Plusieurs courbes d'exclusion sont présentées sur la figure 10.7 : CRESST (pointillés), ZEPLIN-I (trait plein jaune) et Edelweiss (tirets). Ces courbes sont obtenues à partir de calculs basés sur [186, 188, 187]. La région actuellement exclue (gris clair) est obtenue par la combinaison de ces courbes. Cette figure inclut aussi la limite provenant de la détection indirecte (télescopes à neutrinos). Comme expliqué en 3.3.3, le taux de capture dans le Soleil et donc le flux de neutrinos est exclusivement sensible à l'interaction sur le proton, le seul noyau de spin 1/2 entrant dans la composition du Soleil en proportion dominante étant l'hydrogène. Par conséquent, une ligne horizontale (parallèle à l'axe  $\sigma_n$ ) est obtenue. La limite de Super-K (trait plein noir) est présentée [185]. Cette contrainte réduit fortement la région autorisée. Une quasi orthogonalité est ainsi obtenue avec les détecteurs "neutron".

D'autre part, on remarque que les détecteurs "proton" sont largement dépassés par la limite provenant de la détection indirecte de Super-K. Les modèles SUSY non exclus par les contraintes cosmologiques et sur accélérateurs (points noirs) se trouvent cependant largement au-delà de cette limite. Tous les modèles provenant du balayage de l'espace des paramètres SUSY correspondent à des neutralinos avec un fraction de higgsino non négligeable pour lesquels le rapport  $\sigma_p/\sigma_n \sim 1.5$  (cf. figure 10.5).

La projection de la courbe d'exclusion de MIMAC-He3 présentée sur la figure 10.7 permet de mettre des contraintes fortes sur la section efficace axiale sur le neutron. D'autre part, on remarque que la plupart des neutralinos de  $20 \text{ GeV}/c^2$  échappant à la détection des expériences en cours, serait visible par MIMAC-He3. Une grande partie des neutralinos de  $50 \text{ GeV}/c^2$  serait accessible. Ainsi, MIMAC-He3 présenterait une complémentarité avec la plupart des expériences sensibles à l'interaction dépendante du spin : les détecteurs "proton" et les télescopes à neutrinos.

On retiendra de ce chapitre qu'un détecteur de 10 kg d' $^3\text{He}$  avec un seuil en énergie de  $\sim 1 \text{ keV}$  permettrait d'atteindre dans une région significative de l'espace des paramètres SUSY un taux d'événements  $\tilde{\chi}$  supérieur au bruit de fond projeté. MIMAC-He3 serait sensible à des modèles SUSY non exclus par les contraintes cosmologiques et sur accélérateurs. Ce projet de détecteur serait sensible à des régions SUSY inaccessibles aux détecteurs scalaires. Ceci suggère une absence de corrélation entre les deux types d'interactions : scalaire et axiale. La complémentarité de MIMAC-He3 avec les expériences en cours est due à sa sensibilité à l'interaction dépendante du spin et à sa masse légère permettant la possible détection de neutralinos  $\tilde{\chi}$  légers hors d'atteinte des détecteurs existants. La complémentarité avec la détection indirecte a été mise en évidence dans le cas des télescopes à neutrinos soulignant que MIMAC-He3 permet d'être sensible à des neutralinos légers de masses  $\lesssim 50 \text{ GeV}/c^2$ . Un autre type de complémentarité a été démontré avec la contrainte quasi orthogonale qu'apporte MIMAC-He3 avec les détecteurs "proton" et les télescopes à neutrinos étant donné sa très forte sensibilité à la diffusion sur le neutron.



**FIG. 10.7** – Les modèles SUSY satisfaisant à la fois aux contraintes sur accélérateurs et cosmologiques (points noirs) sont présentés dans le plan section efficace axiale sur le proton (pb) en fonction de la section efficace axiale sur le neutron (pb) pour des masses de neutralinos de 20 (graphiques du haut) et 50  $\text{GeV}/c^2$  (graphiques du bas) dans le cas d'interférences destructives (a) et constructives (b). La projection de la courbe d'exclusion de MIMAC-He3 correspond à la courbe rouge en trait plein. Les courbes d'exclusion d'Edelweiss- $^{73}\text{Ge}$  (tirets), CRESST- $^{27}\text{Al}$  (pointillés) et ZEPLIN-I- $^{129}\text{Xe}$  (trait plein jaune) [187, 186, 189] sont tracées. La limite de Super-K est également présentée (trait plein noir) [185]. La région en gris foncé correspond à la région actuellement exclue par la détection directe axiale, la région en gris celle lorsque la contrainte de Super-K est ajoutée et celle en gris clair avec la projection de MIMAC-He3.





# Conclusions et perspectives

Cette thèse a permis d'étudier la problématique de la détection directe de la matière sombre non-baryonique avec l' $^3\text{He}$  et de montrer qu'un détecteur à  $^3\text{He}$  offre des perspectives de découvertes attrayantes.

## 1. Le détecteur prototype MACHe3 :

La première partie de cette thèse porte sur le détecteur MACHe3 utilisant l' $^3\text{He}$  superfluide à ultra-basse température ( $\sim 100 \mu\text{K}$ ). Mon implication dans le cadre du développement de ce détecteur multicellulaire a porté sur l'analyse des données expérimentales et la simulation Monte Carlo Geant4. L'expérience réalisée au CRTBT a permis de tester le premier prototype de détecteur multicellulaire à  $^3\text{He}$ . Une procédure d'analyse des spectres d'acquisition a été développée pour obtenir les spectres en énergies de différents bruits de fond.

Les résultats obtenus avec la méthode d'analyse dédiée ont permis de mettre en évidence le spectre en énergie des muons cosmiques ainsi que celui d'une source d'électrons de conversion interne de basses énergies. Le spectre des électrons de conversion des couches K à 7,3 keV et L à 13,6 keV a permis pour la première fois de montrer la possibilité de détecter des événements dans la plage en énergie du keV avec l' $^3\text{He}$  superfluide [146]. L'observation des lignes d'électrons de la source de  $^{57}\text{Co}$  placée à l'intérieur d'une cellule a confirmé la très faible section efficace Compton des rayons  $\gamma$  provenant de la source dans l' $^3\text{He}$ . La corrélation entre les cellules a été réalisée. J'ai mis en évidence l'utilisation de la coïncidence temporelle entre les cellules pour discriminer les événements du bruit de fond. Les résultats obtenus avec l' $^3\text{He}$  ont permis de valider certaines de ses propriétés privilégiées. Cependant, le projet MACHe3 souffre de l'absence de discrimination entre les reculs électroniques et les reculs nucléaires. Des événements ont été détectés dans la plage en énergie du keV sans qu'il soit possible de les attribuer à des électrons induits par l'interaction de rayons  $\gamma$  ou à des noyaux d' $^3\text{He}$  résultant de la diffusion d'un neutron ou d'un WIMP. Cet inconvénient majeur a conduit au projet MIMAC-He3.

## 2. Le projet de détecteur MIMAC-He3 :

La deuxième partie de cette thèse est consacrée au projet de détecteur MIMAC-He3 qui présente

des évolutions par rapport aux limitations de MACHe3. Cette matrice de chambres de type "micro-tpc" utilisant l' $^3\text{He}$  gazeux permettra la double détection : l'énergie libérée dans la voie ionisation et la trace. L'utilisation de "micro-tpc" rendra possible la discrimination des électrons de basses énergies par la mesure conjointe de l'énergie déposée et de leur trace. Mon travail a consisté à étudier la réjection des bruits de fond physiques par cette double détection et à étudier les potentialités de MIMAC-He3 pour la recherche de matière sombre supersymétrique par comparaison aux taux de bruits de fond simulés.

La faisabilité de la discrimination des reculs électroniques par rapport aux reculs nucléaires par la détection conjointe de la trace et de l'énergie d'ionisation a été mise en évidence. J'ai développé un environnement de simulation Geant4 pour étudier le pouvoir de réjection des bruits de fond physiques (muons cosmiques, rayons  $\gamma$  et neutrons) à la détection de matière sombre non-baryonique ainsi que les taux qu'ils induisent dans MIMAC-He3 [166]. La mesure combinée de l'énergie d'ionisation et de la projection de traces des événements de recul permet de discriminer efficacement les rayons  $\gamma$  provenant de la radioactivité naturelle. MIMAC-He3 permet une réjection efficace des neutrons considérés comme le bruit de fond ultime à la détection de matière sombre non-baryonique. En effet, le processus de capture neutronique signe l'interaction du neutron dans l' $^3\text{He}$ . L'énergie caractéristique déposée est largement séparée de la plage en énergie d'intérêt pour la matière sombre non-baryonique.

Une étude détaillée a été effectuée sur la production de neutrons par l'interaction des muons cosmiques de hautes énergies ( $\sim 270$  GeV) dans les matériaux utilisés pour les blindages des expériences de détection directe. J'ai développé un environnement de simulation Geant4 à cet effet. J'ai pu ainsi obtenir les spectres en énergies de neutrons induits pour différents matériaux et les flux obtenus après des blindages de paraffine et de plomb. Une estimation du taux de faux événements provoqués par les neutrons induits par les muons a été ainsi réalisée pour le projet de détecteur MIMAC-He3.

### 3. Les potentialités de détection directe de matière sombre supersymétrique avec MIMAC-He3 :

J'ai réalisé une étude phénoménologique pour estimer les performances d'un détecteur à  $^3\text{He}$  pour la détection directe de matière sombre supersymétrique [177]. Le caractère fermionique de l' $^3\text{He}$  permet à MIMAC-He3 d'être sensible à l'interaction axiale avec le neutralino  $\tilde{\chi}$ . Le taux d'événements obtenu dans un détecteur de 10 kg est supérieur au bruit de fond dans de nombreux modèles. La masse légère du noyau  $^3\text{He}$  combinée à un seuil en énergie de  $\sim 1$  keV permet à MIMAC-He3 d'être sensible à des neutralinos de basses masses ( $M_{\tilde{\chi}} \gtrsim 5 \text{ GeV}/c^2$ ).

La complémentarité de MIMAC-He3 avec la détection directe scalaire a été étudiée. J'ai montré qu'un détecteur à  $^3\text{He}$  permettrait d'être sensible à des régions différentes de l'espace des paramètres SUSY inaccessibles par les détecteurs actuels sensibles à l'interaction scalaire. La complémentarité avec la détection indirecte avec les télescopes à neutrinos a été mise en évidence. MIMAC-He3 est sensible aux neutralinos légers qui échappent aux télescopes à neutrinos car ils induisent des flux de muons largement en dessous du niveau de bruit de fond.

J'ai réalisé une étude comparative entre les différentes expériences sensibles à l'interaction axiale avec

le neutralino  $\tilde{\chi}$  dans le cadre d'une méthode indépendante d'un modèle de WIMPs qui ne suppose aucun *a priori* sur la composition du neutralino. Un autre type de complémentarité a pu être mis en relief grâce au fort contenu en spin porté par le neutron dans le noyau d' $^3\text{He}$ . Ceci confère à MIMAC-He3 une complémentarité naturelle avec les détecteurs contraignant l'interaction axiale sur le proton et les télescopes à neutrinos.

#### 4. Perspectives :

La détection de matière sombre non-baryonique constitue l'un des enjeux fondamentaux de la physique moderne. Plus particulièrement, la matière sombre supersymétrique fait l'objet de recherche active auprès des accélérateurs mais aussi auprès d'expériences de détection directe dédiées. Ce domaine devrait connaître dans les années à venir des avancées décisives sur la physique à l'échelle du TeV avec le démarrage du LHC en 2007 concernant la recherche de particules supersymétriques et plus particulièrement celle du neutralino  $\tilde{\chi}$ . La mise en orbite du satellite PLANCK en 2007 permettra une mesure très précise de la densité de matière sombre froide dans l'Univers. Ces deux types de mesure devraient permettre de définir plus précisément les caractéristiques de la matière sombre supersymétrique.

La recherche de matière sombre non-baryonique est un domaine très dynamique dans lequel les expériences développent des détecteurs performants utilisant des techniques innovantes allant du domaine des basses températures à celles utilisées pour la physique sur accélérateurs.

Dans la phase de validation expérimentale du détecteur MIMAC-He3, la mesure du facteur de "quenching" dans l' $^3\text{He}$  dans la plage en énergie du keV est prévue au LPSC fin 2005 où une source d'ions  $^3\text{He}^{2+}$  dédiée a été élaborée. Le premier test en laboratoire souterrain d'une chambre élémentaire est prévue au Laboratoire Souterrain Bas Bruit à Rustrel en 2006. Une phase 1 avec un détecteur de l'ordre de  $1\text{ m}^3$  sera la suite logique après la phase de validation.



# Bibliographie

- [1] M. Milgrom, *Astrophys. J.* **270** (1983) 365
- [2] R. Danders et S. McCaugh, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **40** (2002) 263-317
- [3] E. Hubble, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **77** (1996) 168
- [4] A. Penzias et R. Wilson, *Astrophys. J.* **142** (1965) 419
- [5] D. Tytler *et al.*, *Phys. Scripta* **T85** (2000) 12
- [6] S. Eidelman *et al.*, *Phys. Lett.* **B592** (2004) 1
- [7] P. Peebles, *Principles of Physical Cosmology*, Princeton University Press (1993)
- [8] A. Guth, *Phys. Rev.* **D23** (1981) 347
- [9] A. Linde, *Phys. Lett.* **B108** (1982) 389
- [10] G. Ross, *Grand Unified Theories*, Eds. Benjamin & Cummings, 1985
- [11] K. Olive, *Proc. of the Third International Conference on Dark Matter in Astro and Particle Physics*, Heidelberg (Allemagne), Juillet 2000
- [12] J. O'Meara *et al.*, *Astrophys. J.* **552** (2001) 718
- [13] G. Smoot *et al.*, *Astrophys. J.* **517** (1999) 565
- [14] D. Spergel, *Phys. Scripta* **T85** (2000) 168
- [15] G. Hinshaw *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 135
- [16] C. Bennett, *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 1
- [17] L. Page *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 233
- [18] J. Garcia-Bellido, *Cosmology and Astrophysics, à paraître dans Proc. of the CERN-JINR European School of High Energy Physics*, San Feliu (Espagne), 30 Mai - 12 Juin 2004
- [19] D. Spergel *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 175
- [20] S. Perlmutter *et al.*, *Astrophys. J.* **598** (2003) 102
- [21] A. Riess *et al.*, *Astron. J.* **116** (1998) 1009
- [22] R. Knop *et al.*, *Astrophys. J.* **598** (2003) 102

- [23] F. Zwicky, *Helv. Phys. Acta* **6** (1933) 110
- [24] M. Fukugita *et al.*, *Astrophys. J.* **503** (1998) 518
- [25] R. Carlberg *et al.*, *Astrophys. J.* **462** (1996) 32
- [26] P. Erdogdu *et al.*, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* **340** (2003) 573
- [27] Y. Zel'dovich *Astron. & Astrophys.* **5** (1970) 84
- [28] M. Colless *et al.* [2dFGRS Collaboration], astro-ph/0306581
- [29] M. Tegmark *et al.* [SDSS Collaboration], *Astrophys. J.* **606** (2004) 702,  
*Phys. Rev.* **D69** (2004) 103501
- [30] V. Debattista *et al.*, *Astrophys. J.* **493** (1998) L5
- [31] V. Debattista *et al.*, *Astrophys. J.* **543** (2000) 704
- [32] G. Jungman *et al.*, *Phys. Rept.* **267** (1996) 195
- [33] J. Navarro *et al.*, *Astrophys. J.* **462** (1996) 563
- [34] A. Kravtsov *et al.*, *Astrophys. J.* **502** (1998) 48
- [35] B. Moore *et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **310** (1999) 1147
- [36] L. Bergstrom *et al.*, *Astropart. Phys.* **9** (1998) 137
- [37] J. Navarro *et al.*, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* **349** (2004) 1039
- [38] D. Reed *et al.*, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* **357** (2005) 82
- [39] T. Fukushige *et al.*, *Astrophys. J.* **606** (2004) 625
- [40] J. Bahcall *et al.*, *Astrophys. J.* **265** (1983) 720
- [41] R. Caldwell *Astrophys. J.* **251** (1981) 61
- [42] M. Turner, *Phys. Rev.* **D33** (1986) 889
- [43] M. Kamionkowski et A. Kinkhabwala, *Phys. Rev.* **D57** (1998) 3256, hep-ph/9710337
- [44] T. Lasserre *et al.*, *Astron. & Astrophys.* **355** (2000) 39
- [45] K. Griest *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 615
- [46] D. Kasakov, *Supersymmetric Extension of the Standard Model*, Proc. of the Cargese School, Particles physics and cosmology : the Interface, Cargèse (France), 4 Août - 16 Août 2003
- [47] C. Weinheimer, à paraître dans Proc. of the 10<sup>th</sup> International Workshop on Neutrino Telescopes, Venise (Italie), Mars 2003
- [48] M. Gonzales-Garcia, *Neutrinos*, à paraître dans Proc. of the CERN-JINR European School of High Energy Physics, San Feliu (Espagne), 30 Mai - 12 Juin 2004
- [49] M. Gonzales-Garcia *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **75** (2003) 345 (hep-p/0202058)

- 
- [50] S. Tremaine *et al.*, Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 407  
J. Madsen, Phys. Rev. **D44** (1991) 999
- [51] P. Peebles, Science **224** (1984) 1385
- [52] S. Dodelson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 17
- [53] J. Primack *et al.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **38** (1988) 751
- [54] P. Sikivie, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **87** (2000) 41
- [55] R. Peccei et H. Quinn, Phys. Rev. **D16** (1977) 1791
- [56] P. Sikivie, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 695
- [57] K. Zioutas *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 121301
- [58] K. Agashe *et al.*, JCAP **0502** (2005) 002
- [59] T. Appelquist *et al.*, Phys. Rev. **D64** (2001) 035002
- [60] H. Cheng *et al.*, Phys. Rev. **D66** (2002) 036005, (hep-ph/0204342)
- [61] G. Servant *et al.*, Nucl. Phys. **B650** (2003) 391
- [62] G. Servant *et al.*, New J. Phys. **4** (2002) 99
- [63] K. Agashe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 231805
- [64] S. Lee et S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **39** (1997) 165
- [65] C. Boehm *et al.*, J. Phys. G30 (2004) 279, Nucl. Phys. **B683** (2004) 219
- [66] C. Boehm *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 101301
- [67] T. Falk *et al.*, Phys. Lett. **B339** (1994) 248
- [68] J. Ellis *et al.*, Phys. Lett. **B145** (1984) 181
- [69] J. Ellis *et al.*, Nucl. Phys. **B259** (1985) 175
- [70] T. Moroi *et al.*, Phys. Lett. **B303** (1993) 289
- [71] R. Cyburt *et al.*, Phys. Rev. **D67** (2003) 103521
- [72] J. Ellis *et al.*, Phys. Lett. **B588** (2004) 7
- [73] W. Buchmuller *et al.*, Phys. Lett. **B574** (2003) 156
- [74] J. Feng *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 011302
- [75] S. Bonometto *et al.*, Phys. Rev. **D49** (1994) 3918
- [76] A. Brandenburg *et al.*, à paraître dans Proc. of the 39<sup>th</sup> Rencontres de Moriond, "Exploring the Universe," La Thuile (Italie), 28 Mars - 4 Avril 2004
- [77] UA1 Collaboration, Phys. Rev. **B122** (1983) 103, Phys. Lett. **B122** (1983) 476
- [78] UA1 Collaboration, Phys. Lett. **B126** (1983) 398, UA2 Collaboration, Phys. Lett. **B129** (1983) 130



- [79] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2676  
S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 1632
- [80] P. Fayet et S. Ferrara, Phys. Rept. **32** (1977) 249
- [81] L. Hall *et al.*, Phys. Rev. **D27** (1983) 2359
- [82] A. Djouadi *et al.*, Report of the MSSM working group for the Workshop "GDR-Supersymétrie", France. Rep. PM/98-45, (hep-ph/9901246)
- [83] P. Binetruy *et al.*, Nucl. Phys. **B507** (2001) 32
- [84] D. Kaplan *et al.*, JHEP **09** (2000) 048
- [85] S. Bethke, J. Phys. **G26** (2000) R27
- [86] LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [87] J. Ellis *et al.*, Phys. Lett. **B257** (1991) 83
- [88] P. Gondolo *et al.*, JCAP **0407** (2004) 008
- [89] G. Bennett *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 161802
- [90] G. Bélanger *et al.*, JHEP **0403** (2004) 012
- [91] K. Anikeev *et al.*, hep-ph/0201071
- [92] <http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy>
- [93] ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, hep-ex/0107030
- [94] E. Kolb et M. Turner, *The Early Universe*, Eds. Frontiers in Physics, 1998
- [95] M. Goodman et E. Witten, Phys. Rev. **D31** (1986) 3059
- [96] M. Ressel *et al.*, Phys. Rev. **C56** (1997) 535
- [97] V. Dimitriov *et al.*, Phys. Rev. **D51** (1995) R291
- [98] D. Tovey *et al.*, Phys. Lett. **B488** (2000) 17
- [99] F. Mayet, Thèse de l'Université Joseph Fourier (Grenoble I, France), 2001
- [100] V. Bednyakov *et al.*, Phys. Part. Nucl. **36** (2005) 131, (hep-ph/0406218)
- [101] J. Ellis et R. A. Flores, Phys. Lett. **B263** (1991) 2, Phys. Lett. **B300** (1993) 175
- [102] J. Lewin *et al.*, Astropart. Phys. **6** (1996) 87
- [103] <http://dphs10.saclay.cea.fr/Sap/SiteIntegral/index.htm>
- [104] [http://ams.cern.ch/AMS/ams\\_homepage.html](http://ams.cern.ch/AMS/ams_homepage.html)
- [105] <http://wizard.roma2.infn.it/pamela/>
- [106] <http://www-glast.slac.stanford.edu/>
- [107] <http://www.auger.org/>

- [108] <http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/>
- [109] <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>
- [110] <http://veritas.sao.arizona.edu/>
- [111] S. Barwick *et al.* (HEAT Collaboration), *Astrophys. J.* **482** (1997) L191
- [112] S. Orito *et al.* (BESS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 1078
- [113] <http://amanda.uci.edu/>
- [114] S. Yoshida (IceCube Coll.), *à paraître dans* Proc. of the 8<sup>th</sup> International Workshop on Topics in Astroparticle and Underground Physics, Seattle (Etats-Unis), Septembre 2003
- [115] B. Vallage (ANTARES Coll.), *à paraître dans* Proc. of the 13<sup>th</sup> International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Pylos (Grèce), Septembre 2004
- [116] D. Seckel *et al.*, *Astrophys. J.* **382** (1991) 652
- [117] K. Freese *et al.*, *Phys. Rev.* **D37** (1988) 3388
- [118] R. Bernabei *et al.*, *Riv. Nuovo Cim.* 26N1 (2003) 1-73
- [119] G. Gerbier *et al.*, [astro-ph/9710181](http://arxiv.org/abs/astro-ph/9710181), [astro-ph/9902194](http://arxiv.org/abs/astro-ph/9902194)
- [120] R. Bernabei *et al.*, Proc. of Beyond the Desert 03, Rindberg Castle (Allemagne), Juin 2003, ([astro-ph/0311046](http://arxiv.org/abs/astro-ph/0311046))
- [121] P. Gondolo, Cours délivré au *NATO Advanced Study Institute "Frontiers of the Universe"*, Cargèse (France), 8-20 Septembre 2003
- [122] B. Morgan (Collaboration DRIFT), *Nucl. Instr. and Meth.* **A513** (2003) 226
- [123] G. Gerbier *et al.*, *Astropart. Phys.* **11** (1999) 287
- [124] D. Akimov *et al.*, *Phys. Lett.* **B524** (2002) 245
- [125] J. Lindhard *et al.*, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vidensk. Selk.* 33 (1963) 10
- [126] E. Simon *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A507** (2003) 643
- [127] D. Groom, <http://pdg.lbl.gov/AtomicNuclearProperties/>
- [128] <http://www.ndc.tokai.jaeri.go.jp/>
- [129] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [130] C. Bäuerle *et al.*, *Nature* **382** (1996) 332
- [131] Yu. Bunkov *et al.*, Proc. International Workshop Superconductivity and Particles Detection, Ed. T. Girard, A. Morales and G. Waysand, World Scientific, 1995, p. 21.
- [132] D. Santos *et al.*, Proc. of the Fourth International Symposium on Sources and Detection of Dark Matter and Dark Energy in the Universe, Marina Del Rey (Californie, Etats-Unis), Février 2000, Ed. D.B. Cline, Springer, ([astro-ph/0005332](http://arxiv.org/abs/astro-ph/0005332))

- [133] Yu. M. Bunkov, in : Bunkov, Godfrin (Eds.), Topological Defects and Symmetry Breaking Phase Transitions, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, 2000
- [134] E. Dobbs, *Helium three*, Oxford University Press (2000), International Series of Monographs on Physics, Numero 108
- [135] C. Bäuerle *et al.*, Phys. Rev. **B57** (1998) 22
- [136] E. Collin, Thèse de l'Université Joseph Fourier (Grenoble I, France), 2002
- [137] C. Bäuerle *et al.*, Nature **382** (1995) 332
- [138] E. Moulin *et al.*, Proc. of the Journées Jeunes Chercheurs 2003, Décembre 2003, La Roche-en-Ardenne (Belgique)
- [139] C. Agostinelli *et al.* (Collaboration Geant4), Nucl. Instr. and Meth. **A506** (2003) 250
- [140] E. Moulin *et al.*, Proc. of the 4<sup>th</sup> International Marseille Cosmology Conference, Where Cosmology and Fundamental Physics Meet, Juin 2003, Marseille (France), Eds. V. Le Brun *et al.*, Frontier Group, pp. 161, (astro-ph/0309325)
- [141] E. Moulin, *Un détecteur de nouvelle génération pour la recherche de particules supersymétriques par détection directe : MACHe3*, Rapport de DEA Physique de la Matière et du Rayonnement, Université Joseph Fourier, Grenoble, 2002
- [142] D.B Percival et A.T. Walden, *Wavelet Methods for Time Series Analysis*, Cambridge Series in Statistical and Probabilistic Mathematics, Cambridge University Press 2000,
- [143] T. W. B. Kibble, J. Phys. **A9** (1976) 1387  
W. H. Zurek, Nature **317** (1985) 505  
V. M. Ruutu *et al.*, Nature **382** (1996) 334
- [144] P. K. F. Grieder, *Cosmic rays at Earth*, Researcher's Reference Manual and Data Book, Elsevier 2001
- [145] J. S. Adams *et al.* J. Low Temp. Phys. **113** (1998) 1121
- [146] E. Moulin *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A548** (2005) 411, (astro-ph/0504272)
- [147] R. Veenhof, Garfield, <http://consult.cern.ch/writeup/garfield>
- [148] Y. Giomataris *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A376** (1996) 29
- [149] S. Biagi, Magboltz, <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>
- [150] J. Collar *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A469** (2001) 249
- [151] P. Gorodetzky *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A433** (1999) 554
- [152] J. Derre *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A449** (2000) 314
- [153] T. Tanimori *et al.*, Phys. Lett. **B578** (2004) 241
- [154] Y. Giomataris *et al.*, Talk at 4<sup>th</sup> International Workshop on the Identification of Dark Matter (IDM 2002), September 2002, York (Angleterre)

- [155] J. Ziegler, <http://www.srim.org/SRIM/SRIM2003.htm>
- [156] G. Molière, Z. f. Naturforsch, A2 (1947) 133.
- [157] W. Wilson *et al.*, Phys. Rev. **B15** (1977) 5
- [158] <http://geant4-hn.slac.stanford.edu:5090/HyperNews/public/get/hadronprocess/176/1/1.html>
- [159] J. Ziegler, *The Stopping and Range of Ions in Matter*, volumes 2 - 6, Pergamon Press, 1977-1985
- [160] <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html>
- [161] [http://cmsdoc.cern.ch/hpw/GHAD/HomePage/geant4.6.1/high\\_e\\_schild/index.html](http://cmsdoc.cern.ch/hpw/GHAD/HomePage/geant4.6.1/high_e_schild/index.html)
- [162] G. Waysand *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A444** (2000) 336
- [163] G. Gerbier *et al.*, à paraître dans Proc. of the 5<sup>th</sup> Intern. Workshop on the Identification of Dark Matter (IDM 2004), September 2004, Edinburgh (Ecosse)
- [164] V. Chazal *et al.*, Astropart. Phys. **9** (1998) 163
- [165] R. Guirriaran *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A524** (2004) 264
- [166] E. Moulin *et al.*, en préparation pour Nucl. Inst. Meth. A
- [167] C. Waltham *et al.*, (SNO Collaboration), Proc. of the 27<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference **3** (2001) 991
- [168] D. Groom *et al.*, Atomic Data and Nuclear Data Tables, **78** (2001) 183
- [169] H.P. Wellish, CERN, Communication privée
- [170] L.B.Bezrukov et E.V.Bugaev, Sov. J. Nucl. Phys., 33, 1981, p.635.
- [171] H.P. Wellish *et al.*, Proc. of Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP03), La Jolla (Californie, Etats-Unis), Mars 2003
- [172] P. Hodgson, E. Gadioli et E. Giadoli Erba, *Introductory Nuclear Physics*, Oxford Science Publications (1997)
- [173] V. Kudryavtsev *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A505** (2003) 688
- [174] H. Araújo *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A545** (2005) 398, (hep-ex/0411026)
- [175] M. Bauer *et al.*, à paraître dans Proc. of the 5<sup>th</sup> International Workshop on the Identification of Dark Matter (IDM 2004), Edinburgh (Ecosse), Septembre 2004
- [176] A. Dementyev *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **70** (1999) 486
- [177] E. Moulin *et al.*, Phys. Lett. **B614** (2005) 143, (astro-ph/0503436)
- [178] P. Gondolo *et al.*, JCAP **0407** (2004) 008
- [179] J. Ellis *et al.*, Phys. Lett. **B155** (1985) 381  
M. Drees *et al.*, Phys. Lett. **B158** (1985) 409, Phys. Rev. **D33** (1986) 1486
- [180] D. Hooper *et al.*, Phys. Lett. **B562** (2003) 18

- [181] A. Bottino *et al.*, Phys. Rev. **D67** (2003) 063519
- [182] G. Belanger *et al.*, Phys. Rev. **D72** (2005) 015003, (hep-ph/0502079)
- [183] D. Akerib *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 211301
- [184] A. Benoît *et al.*, Phys. Lett. **B545** (2002) 43
- [185] S. Desai *et al.*, Phys. Rev. **D70** (2004) 109901
- [186] W. Seidel *et al.*, Proc. of the 4<sup>th</sup> International Conference on Dark Matter in Astro and Particle Physics (DARK 2002), Cape Town (Afrique du Sud), Fevrier 2002, Eds. H.-V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, Springer, pp. 517
- [187] A. Benoit *et al.*, Phys. Lett. **B616** (2005) 25, (astro-ph/0412061)
- [188] J. Collar *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3083
- [189] V. Kudryavtsev *et al.*, à paraître dans Proc. of the 5<sup>th</sup> International Workshop on the Identification of Dark Matter (IDM 2004), Septembre 2004, Edinburgh (Ecosse)

# Table des figures

1.1	Evolutions temporelle et énergétique de l'Univers de l'ère de Planck jusqu'aujourd'hui . . .	19
1.2	Les abondances de l' $^4\text{He}$ ( $Y_p$ ), D, $^3\text{He}$ et $^7\text{Li}$ prédites par le modèle de la nucléosynthèse primordiale . . . . .	21
1.3	Compilation de mesures récentes du spectre de puissance en température du CMB . . . .	23
1.4	Diagramme de Hubble pour les Supernovæ . . . . .	25
1.5	Spectre de puissance de la matière . . . . .	27
1.6	Courbe de rotation de la galaxie NGC6503 . . . . .	29
1.7	Densité locale de matière sombre . . . . .	30
1.8	Résultats des expériences de cosmologie observationnelle dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ . . . .	32
2.1	Secteurs visible et caché dans le MSSM . . . . .	41
2.2	Evolution des constantes de couplages en fonction de l'énergie . . . . .	45
2.3	Correction radiative à la masse du boson de Higgs . . . . .	46
2.4	Annulation des divergences quadratiques . . . . .	46
3.1	Densité comobile $Y$ d'une particule de matière sombre en fonction de la température . .	55
3.2	Diagrammes de Feynman à l'arbre contribuant à la section efficace dépendante du spin .	57
3.3	Diagrammes de Feynman à l'arbre contribuant à la section efficace indépendante du spin	60
3.4	Cinématique de la diffusion d'un WIMP sur un noyau cible . . . . .	60
3.5	Energie maximum de recul des noyaux cibles $^3\text{He}$ , $^{73}\text{Ge}$ et $^{129}\text{Xe}$ en fonction de la masse du WIMP incident . . . . .	61
3.6	Facteurs de forme gaussiens pour les interactions dépendante (a) et indépendante du spin (b) pour les noyaux cibles $^3\text{He}$ , $^{19}\text{F}$ , $^{73}\text{Ge}$ et $^{129}\text{Xe}$ . . . . .	62
3.7	Spectres de reculs attendus pour les noyaux cibles $^3\text{He}$ , $^{73}\text{Ge}$ et $^{129}\text{Xe}$ et différentes masses de WIMPs du halo galactique ( $\rho_0 = 0,3 \text{ GeV cm}^{-3}$ et $v_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$ ) de section efficace <b>scalaire</b> sur le proton $\sigma_{\chi-p}^{SI} = 7 \times 10^{-6} \text{ pb}$ . . . . .	65
3.8	Spectres de reculs attendus pour les noyaux cibles $^3\text{He}$ , $^{73}\text{Ge}$ et $^{129}\text{Xe}$ et différentes masses de WIMPs du halo galactique ( $\rho_0 = 0,3 \text{ GeV cm}^{-3}$ et $v_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$ ) de section efficace <b>axiale</b> sur le proton $\sigma_{\chi-p}^{SD} = 10^{-2} \text{ pb}$ . . . . .	66

3.9	Illustration de la détection indirecte de neutralinos utilisant les neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos dans le centre du Soleil . . . . .	68
3.10	Diffusion élastique d'un WIMP sur un noyau cible du détecteur . . . . .	69
3.11	Schéma illustrant les directions du déplacement du Soleil et de la Terre durant une année . . . . .	70
3.12	Modulation diurne des reculs nucléaires engendrée par les WIMPs du halo galactique . . . . .	71
3.13	Techniques utilisées par les principales expériences de détection directe de matière sombre non-baryonique, associées à leurs noyaux cibles . . . . .	73
3.14	Pouvoirs d'arrêt électronique et nucléaire . . . . .	75
3.15	Rapports d'ionisation prédits par la théorie de Lindhard pour l' $^3\text{He}$ , le $^{73}\text{Ge}$ et le $^{129}\text{Xe}$ . . . . .	75
3.16	Interaction des muons dans l' $^3\text{He}$ . . . . .	77
3.17	Section efficace d'interaction des neutrons sur l' $^3\text{He}$ en fonction de leur énergie . . . . .	79
3.18	Section efficace d'interaction des rayons $\gamma$ dans l' $^3\text{He}$ en fonction de leur énergie . . . . .	80
4.1	Dispositif expérimental pour les expériences de MACHe3 . . . . .	86
4.2	Schéma du dispositif électronique de mesure . . . . .	88
4.3	Schéma d'une cellule bolométrique à $^3\text{He}$ . . . . .	88
4.4	Schéma de désintégration du noyau de $^{57}\text{Co}$ . . . . .	89
4.5	Spectre de la source de $^{57}\text{Co}$ obtenu avec un détecteur de barrière de surface de silicium . . . . .	90
4.6	Photographie du prototype multicellulaire de MACHe3 . . . . .	92
4.7	Schéma du prototype multicellulaire MACHe3 . . . . .	93
4.8	Vue de dessus de la matrice hexagonale . . . . .	94
4.9	Réjection des rayons $\gamma$ et des neutrons en fonction de leur énergie . . . . .	95
5.1	Données brutes de la cellule centrale du prototype multicellulaire de MACHe3 . . . . .	98
5.2	Données débruitées de la cellule centrale du prototype multicellulaire de MACHe3 . . . . .	100
5.3	Pic de référence normalisé typique utilisé pour la procédure d'analyse des données . . . . .	101
5.4	Procédure de traitement des données . . . . .	102
5.5	Spectre normalisé en énergie déposée par les rayons $\gamma$ de la source de $^{57}\text{Co}$ . . . . .	105
5.6	Données simulées pour la cellule A . . . . .	106
5.7	Données simulées pour la cellule B . . . . .	107
5.8	Analyse des données simulées pour la cellule A . . . . .	108
5.9	Analyse des données simulées pour la cellule B . . . . .	109
5.10	Efficacité de détection et taux de contaminations pour les cellules A et B . . . . .	110
5.11	Evolution du spectre simulé après analyse pour la cellule A en fonction de S/B . . . . .	111
5.12	Evolution du spectre en énergie simulé après analyse pour la cellule B en fonction de S/B . . . . .	112
5.13	Evolution du nombre de pics en sortie par rapport au nombre de pics en entrée en fonction de S/B . . . . .	114
5.14	Analyse d'un spectre de données brutes pour la cellule A . . . . .	115
5.15	Analyse d'un spectre de données brutes pour la cellule B . . . . .	116

5.16	Spectre d'acquisition, ajustement et résidu pour des événements de basses énergies . . .	117
5.17	Événements en coïncidence dans les cellules A et B . . . . .	118
5.18	Coïncidence ou/et diaphonie entre les cellules A et B . . . . .	119
6.1	Détection des neutrons avec la première cellule prototype . . . . .	122
6.2	Détection des muons cosmiques avec la première cellule prototype . . . . .	124
6.3	Spectres des muons cosmiques dans les cellules A et B . . . . .	126
6.4	Spectres expérimental et simulés des muons cosmiques . . . . .	128
6.5	Evolution du spectre simulé après analyse pour la cellule B en fonction de S/B . . . . .	131
6.6	Spectre des électrons de conversion de basses énergies de la source de $^{57}\text{Co}$ . . . . .	132
6.7	Bruit de fond à la détection des électrons de conversion . . . . .	133
6.8	Spectres en énergies des événements en coïncidence dans les cellules A et B . . . . .	135
7.1	Vue schématique d'un module élémentaire de MIMAC-He3 . . . . .	142
7.2	Lignes de champ à proximité de la grille . . . . .	145
7.3	Coefficient de diffusion latérale en fonction de la hauteur de dérive . . . . .	146
7.4	Spectre en énergie mesuré dans un mélange argon (90%) - isobutane (10%) avec un détecteur de type micromegas pour une source $^{55}\text{Fe}$ . . . . .	148
7.5	Parcours des noyaux d' $^3\text{He}$ et des électrons en fonction de leur énergie dans l' $^3\text{He}$ . . . .	149
7.6	Trace projetée après amplification sur le plan de l'anode dans le cas d'un recul électronique	151
7.7	Distribution normalisée du rapport $a/b$ pour les $^3\text{He}$ et les électrons . . . . .	152
7.8	Distribution normalisée du temps de collection de charges $\Delta t$ . . . . .	152
7.9	Distributions des électrons et des $^3\text{He}$ dans le plan du rapport $a/b$ en fonction du temps de collection de charges $\Delta t$ . . . . .	154
7.10	Efficacité des coupures sur le rapport $a/b$ et sur le temps de collection de charges $\Delta t$ pour les $^3\text{He}$ et les électrons . . . . .	155
7.11	Discrimination entre les reculs nucléaire et électronique . . . . .	157
8.1	Configuration minimale de simulation dans l'environnement Geant4 . . . . .	161
8.2	Vue bidimensionnelle du détecteur simulé . . . . .	162
8.3	Pouvoir de réjection intrinsèque des neutrons de MIMAC-He3 . . . . .	164
8.4	Pouvoir de réjection intrinsèque des rayons $\gamma$ de MIMAC-He3 . . . . .	166
8.5	Flux de muons en fonction de la profondeur en mwe . . . . .	167
8.6	Bruit de fond induits par les neutrons . . . . .	169
8.7	Bruit de fond induit par les rayons $\gamma$ . . . . .	170
9.1	Perte d'énergie des muons dans le plomb en fonction de leur énergie cinétique . . . . .	175
9.2	Diagramme de Feynman pour les interactions photonucléaires du muon avec un noyau .	176
9.3	Contributions des processus radiatifs en fonction de l'énergie cinétique des muons . . . .	177



9.4	Interaction typique d'un muon de 270 GeV dans un bloc cubique de plomb . . . . .	179
9.5	Multiplicité et spectre en énergies des neutrons induits par des muons de 270 GeV . . . .	180
9.6	Dépendance du taux de production de neutrons en fonction de la masse atomique du matériau . . . . .	181
9.7	Contribution relative des différents processus au taux de production total de neutrons lors de l'interaction de muons de 270 GeV . . . . .	183
9.8	Spectres différentiels en énergie (MeV) des neutrons produits par les muons dans différents matériaux . . . . .	184
9.9	Spectre différentiel en énergie des neutrons produits par les muons dans la roche . . . .	186
10.1	Densité relique de neutralinos $\tilde{\chi}$ en fonction de leur masse et de leur fraction de jaugino .	195
10.2	Section efficace axiale sur l' $^3\text{He}$ en fonction de la masse du neutralino $\tilde{\chi}$ . . . . .	196
10.3	Section efficace scalaire sur proton en fonction de la masse du neutralino $\tilde{\chi}$ . . . . .	198
10.4	Flux de muons provenant du Soleil en fonction du taux de neutralinos dans MIMAC-He3.	199
10.5	Rapport $\sigma_p/\sigma_n$ en fonction de la composition du neutralino $\tilde{\chi}$ . . . . .	201
10.6	Courbes d'exclusion pour les expériences de détection directe de matière sombre supersymétrique sensibles à l'interaction dépendante du spin dans le plan $(a_p, a_n)$ . . . . .	203
10.7	Section efficace axiale sur le proton en fonction de la section efficace axiale sur le neutron pour des masses de neutralinos de 20 et 50 GeV/ $c^2$ . . . . .	205

# Liste des tableaux

1.1	Classification des modèles cosmologiques basée sur la valeur de la densité totale $\rho_{tot}$ , en terme de densité critique $\rho_c$ . . . . .	17
1.2	Valeurs numériques d'une partie des paramètres cosmologiques . . . . .	31
2.1	Particules du Modèle Standard et leurs superpartenaires dans le MSSM . . . . .	40
2.2	Limites inférieures sur les masses des particules SUSY . . . . .	50
3.1	Valeurs du contenu en proton et en neutron de divers noyaux utilisés pour la détection axiale . . . . .	58
3.2	Valeurs du taux d'événements total par unité de masse et de temps dans différents détecteurs	64
3.3	Principales expériences de détection directe de WIMPs et leurs caractéristiques . . . . .	74
5.1	Nombre total d'électrons introduit dans la simulation des spectres de la cellule B . . . . .	104
5.2	Nombre total de rayons $\gamma$ en fonction de l'activité de la source de $^{57}\text{Co}$ . . . . .	106
5.3	Position, énergie et S/B pour les pics détectés dans les données présentées sur la figure 5.8	108
5.4	Position, énergie et S/B pour les pics détectés dans les données présentées sur la figure 5.9	109
5.5	Nombre d'électrons dans la plage en énergie 10-17 keV . . . . .	114
5.6	Position, énergie et S/B pour les pics détectés dans les données présentées sur la figure 5.14	115
5.7	Position, énergie et S/B pour les pics détectés dans les données présentées sur la figure 5.15	116
6.1	Nombre d'électrons provenant de la source de $^{57}\text{Co}$ dans la plage en énergie 10-17 keV pour $S/B \geq 5$ et $S/B \geq 7$ . . . . .	134
7.1	Vitesses de dérive en fonction de la pression pour un mélange $^3\text{He}$ 95% - Isobutane 5% .	145
7.2	Efficacités du signal et du bruit de fond pour différents jeux de coupures . . . . .	156
8.1	Principaux isotopes présents dans le Laboratoire Souterrain de Modane et les énergies des rayons $\gamma$ associés . . . . .	170
9.1	Flux de neutrons induits intégrés pour des blindages de paraffine (50 cm) et de plomb (20 cm) . . . . .	185

10.1 Balayage de l'espace des paramètres SUSY . . . . .	193
---------------------------------------------------------	-----